

# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit  
im Studiengang Physik  
vorgelegt von  
**Thomas Hügler**  
aus **Oberndorf a. N.**  
Februar 2013



# Simulation von Datenübertragung und Beugung mit einem Raytracer

Die Bachelorarbeit wurde verfasst  
von Thomas Hügler  
am Physikalischen Institut  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. André Schöning

## Zusammenfassung

Bei Experimenten in der Hochenergiephysik werden durch die Vermessung der Produkte von Teilchenkollisionen mehrere Terabyte pro Sekunde an Daten produziert, die ausgelesen werden müssen. Als Alternative zur herkömmlichen Daten- und Triggerauslese der Detektoren bietet sich die kabellose Funkübertragung an. Die benötigte Bandbreite steht bei einer Trägerfrequenz von 60 GHz zur Verfügung. Außerdem durchdringen bei dieser Frequenz die Funksignale die Detektorlagen nicht, wodurch ein Datenaustausch zwischen zwei Detektorlagen ohne den störenden Einfluss der Sender von anderen Detektorlagen möglich ist. Eine Analyse des störenden Einflusses von Sendern der gleichen Detektorlage wird mit Hilfe eines *Raytracers* durchgeführt, der eine Grafikkarte (GPU) zur Beschleunigung der Berechnungen verwendet. Hierbei zeigt sich, dass nur mit einer Abschirmung um Sender und Empfänger eine stabile Funkübertragung realisiert werden kann. Da bei einer Wellenlänge von 5 mm (60 GHz) Beugungseffekte nicht vernachlässigt werden können, wird auch untersucht, wie sich dies durch ein Sekundärquellen-Modell in die Simulation integrieren lässt. Mit dem gewählten Modell ist bei einer Dichte an sekundären Sendern von 30 pro cm bzw. 900 pro cm<sup>2</sup> eine gute Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen erreichbar.

## Abstract

In experiments in high energy physics several terabyte data per second are produced by measuring the products of particle collisions and have to be read out. An alternative to commonly used methods for data and trigger readout of detectors is wireless data transmission. The necessary bandwidth is available at 60 GHz carrier frequency. Furthermore, the detector layers are not penetrated by the signals at this frequency. So data transmission between two layers without the interference of transmitters of other detector layers is possible. An analysis of the interference of other transmitters belonging to the same detector layer is done with a raytracing program, which runs on a graphical processing unit (GPU) to accelerate the calculations. It turns out that a stable data transmission is only possible with a shielding around transmitters and receivers. For a wavelength of 5 mm (60 GHz) diffraction effects cannot be neglected. Therefore a secondary source model is investigated to simulate these effects. With a secondary source density of 30 per cm or 900 per cm<sup>2</sup> good accordance with theoretical predictions is achievable.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Raytracing . . . . .	9
2.1.1	Verwendetes Raytracing-Programm . . . . .	9
2.1.2	Spiegelungsmethode . . . . .	10
2.1.3	Mehrfachdetektion . . . . .	11
2.1.4	Ausgabewerte des Raytracers . . . . .	11
2.2	Datenübertragung . . . . .	12
2.2.1	Binary Frequency Shift Keying . . . . .	12
2.3	Elektromagnetische Wellen . . . . .	13
2.3.1	Maxwellsche Gleichungen . . . . .	13
2.3.2	Superpositionsprinzip . . . . .	14
2.4	Skalare Beugungstheorie (Huygens-Fresnelsches-Prinzip) . . . . .	15
2.4.1	Beugungsmuster des Einzelspalts . . . . .	16
2.4.2	Beugungsmuster an einer kreisförmigen Blende . . . . .	16
2.5	Datenanalyse . . . . .	17
2.5.1	Nyquist-Shannon-Abtasttheorem . . . . .	17
2.5.2	Diskrete Fourier-Transformation . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Simulation</b>	<b>19</b>
3.1	Wahl der Simulationsparameter . . . . .	19
3.1.1	Anzahl der ausgesendeten Strahlen . . . . .	19
3.1.2	Maximale Anzahl an Reflexionen . . . . .	20
3.1.3	Frequenz und maximale Brechungstiefe . . . . .	21
3.2	Datenübertragung . . . . .	21
3.2.1	Geometrie der Simulation zur Datenübertragung . . . . .	22
3.2.2	Bestimmung der Signalqualität . . . . .	23
3.2.3	ohne Abschirmung . . . . .	24
3.2.4	mit Abschirmung . . . . .	25
3.2.5	Signal zu Rausch Verhältnis . . . . .	26
3.2.6	Modulation und Signalform . . . . .	27
3.3	Simulation von Beugung . . . . .	29
3.3.1	Einzelspalt . . . . .	31
3.3.2	Kreisförmige Blende . . . . .	35
3.4	Rechenleistung . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>40</b>

# 1 Einleitung

Im Rahmen der experimentellen Hochenergiephysik sind Beschleuniger und Detektoren heutzutage essentiell für die Erforschung des Standardmodells der Teilchenphysik und möglicher neuer Physik jenseits des Standardmodells. Durch die immer bessere Auflösung und genauere Vermessung der Teilchenkollisionen in einem modernen Detektor bei wachsenden Kollisionsraten nimmt die produzierte Datenmenge kontinuierlich zu. Dementsprechend ist eine schnellere Auslese der Teilchendetektoren ein wichtiger und notwendiger Schritt zur Verbesserung der Messungen. Unter anderem im Hinblick auf die geplante Luminositätserhöhung des LHC, also den Ausbau des LHC zum *high luminosity*-LHC bis ungefähr 2020 [1], und den damit verbundenen Verbesserungen am ATLAS Detektor (siehe Abbildung 1), insbesondere am Silizium-Streifendetektor, lohnt es sich zu untersuchen, auf welche Weise eine Datenauslese mit hoher Bandbreite und wenig Material realisierbar ist.

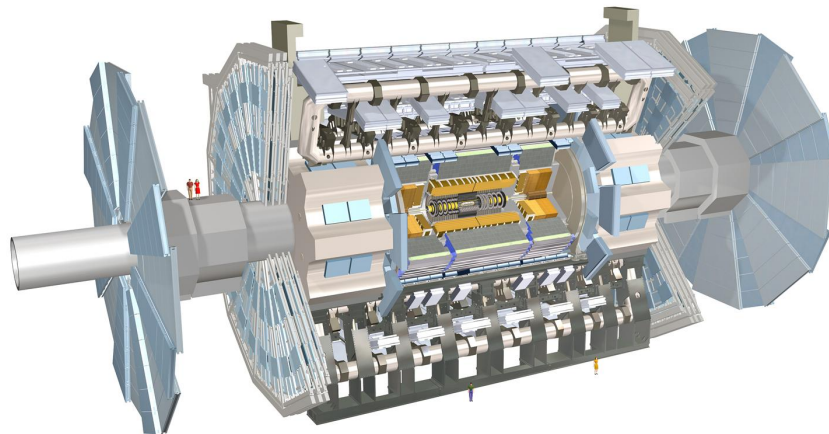


Abbildung 1: Aufbau des ATLAS Detektors nach [2]. Kabellose Datenübertragung soll für den Silizium-Streifendetektor realisiert werden, welcher ringförmig um den innersten in gelb dargestellten Pixeldetektor zu erkennen ist

Neue Möglichkeiten bietet die kabellose Datenauslese, da durch sie die Streuung der Teilchen an den Datenkabeln vermieden wird und zusätzlich die Daten radial ausgelesen werden können. Die radiale Auslese der Daten, wie als grüner Pfeil in Abbildung 2 zu sehen, bietet einen grundlegenden Vorteil und ist wegen des Aufbaus des Silizium-Streifendetektors nicht mit Kabeln durchführbar. Sie ermöglicht eine einfachere Rekonstruktion der Zerfallsteilchen für den Trigger, da die Geometrie der Interaktionen an einem Teilchen*collider* dazu führt, dass die entstehenden Teilchen größtenteils radial durch den Detektor fliegen. Somit folgt die Richtung der Datenauslese der Flugrichtung der

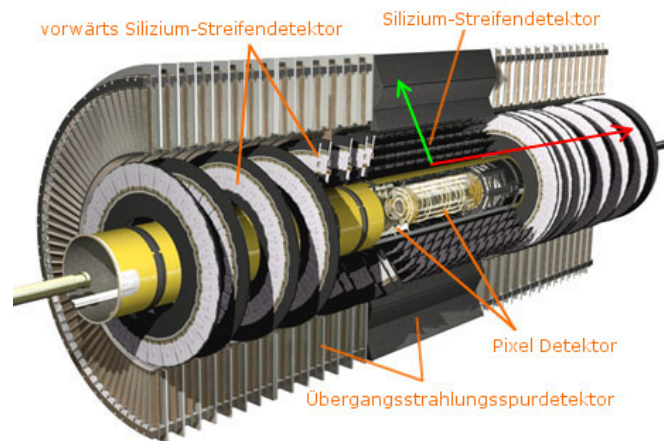


Abbildung 2: Innerer Detektor von ATLAS nach [3]. Mit Pfeilen ist die aktuelle (rot) und die radiale Ausleserichtung (grün) eingezeichnet.

Teilchen, wodurch es leichter wird die gewünschten Ereignisse aus der großen Menge der Daten zu filtern, weil die Daten frühzeitiger miteinander verknüpft werden können.

Als Problem bei der kabellosen Datenauslese stellt sich die begrenzte Bandbreite der heutzutage üblicherweise verwendeten kabellosen Datenübertragungstechnik dar. So kann eine typische WLAN (*wireless local area network*) Verbindung bis zu 75 Megabyte (MB)/s übertragen [4], hingegen produziert ein Teilchendetektor Daten in der Größenordnung von Terabyte (TB)/s. Zwar wird der Detektor durch viele *Links* ausgelesen, jedoch wäre die benötigte Anzahl trotzdem zu groß. Dies lässt sich lösen, indem man eine höhere Trägerfrequenz als üblich wählt, bei der eine hohe Bandbreite zur Verfügung steht. Ein solches unlizensiertes Frequenzband mit 7-9 Gigahertz (GHz) Bandbreite ist bei 60 GHz vorhanden. Zusätzlich hat dieses Frequenzband noch den Vorteil, dass die Strahlung von den meisten in Detektoren verwendeten Materialien fast vollständig reflektiert wird, wodurch es nicht zu Interferenzen zwischen verschiedenen Detektorlagen kommt. Mit dieser Technik lassen sich voraussichtlich Datenübertragungen von bis zu 10 GBit/s pro *Link* realisieren [5], was für viele Anwendungen in Detektoren ausreichend ist.

Um zu analysieren, wie sich ein Funksignal im Detektor ausbreitet, kann ein *Raytracer* verwendet werden. Hierbei handelt es sich um ein Programm, welches die Ausbreitung von elektromagnetischer Strahlung mit Reflexion und Brechung in beliebigen Umgebungen simulieren kann und mittlerweile als etabliertes Werkzeug hierfür gilt. Vor allem wurde die Entwicklung dieser Programme vorangebracht durch die breite Anwendung im Bereich der Computergrafik. Jedoch lässt sich durch *Raytracer* im Allgemeinen keine Beugung simulieren. *Raytracer* wurden zur Berechnung der Ausbreitung von Licht im Rahmen der Strahlenoptik entwickelt, in der Beugung keine Rolle spielt, da die Wellenlänge von Licht wesentlich kleiner als die charakteristische Größe der einzelnen Objekte ist. Außerdem handelt es sich bei Beugung um ein globales Phänomen, d.h. die gesamte

Information über die Geometrie ist relevant, im Gegensatz zur lokalen Herangehensweise eines *Raytracers*, weshalb nur eine näherungsweise Berechnung von Beugungseffekten möglich ist [6]. Zwar wurde die Beugung in den letzten Jahrzehnten für die realistische Simulation von akustischen Eigenschaften wie beispielsweise von Konzertsälen oder auch von langwelliger elektromagnetischer Strahlung immer wichtiger, jedoch wurde in vielen Fällen eine numerische Lösung der hydrodynamischen oder Maxwellschen Gleichungen gegenüber Simulationen mit einem *Raytracer* bevorzugt. Versuche in den letzten Jahren zeigten aber, dass für die Echtzeit-Berechnung von Szenarien, bei denen wellenoptische Phänomene relevant sind, sich die Verwendung eines *Raytracers* anbietet [7].

Zur vergleichenden Analyse verschiedener Szenarien bei denen Beugungseffekte nicht vernachlässigt werden können, bietet es sich somit an, zu untersuchen, inwiefern es möglich ist einen *Raytracer* um die Möglichkeit der Simulation von Beugung zu erweitern. Dies ist für die Datenübertragung in Detektoren wichtig, da innerhalb eines Detektors auch Strukturen in oder unterhalb der Größenordnung der Wellenlänge bei 60 GHz (5 mm) existieren.



## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Raytracing

Beim *Raytracing* geht es darum, Strahlen zu verfolgen, indem Schnittpunkte von Strahlen und Primitiven gefunden werden. Bei den Primitiven handelt es sich meist um Dreiecke, aus denen sich die gesamte Geometrie zusammensetzt. Ein *Raytracing*-Programm kann in dieser Geometrie berechnen, welche Dreiecke durch von einem Punkt ausgehende Strahlen getroffen werden. Detektiert das Programm einen solchen Treffer, so kann es weitere optische Effekte wie beispielsweise Absorption, Reflexion und Brechung berechnen und den Strahl gegebenenfalls weiter verfolgen. Somit bietet sich *Raytracing* insbesondere für Anwendungen im Computergrafik-Bereich an.

Als erster entwickelte Arthur Appel die Strahlenabschussmethode (*Raycasting*: Vereinfachte Form des *Raytracing*) im Jahr 1968, siehe [8]. Die verbesserte Version des rekursiven *Raytracings*, welche dann Effekte wie Reflexion und Brechung ermöglicht, wurde um 1980 von Kay und Whitted entwickelt (siehe [9]). Die grundlegenden Möglichkeiten des *Raytracings* zeigen sich sehr gut in Abbildung 3, der von Whitted damals berechneten Grafik.

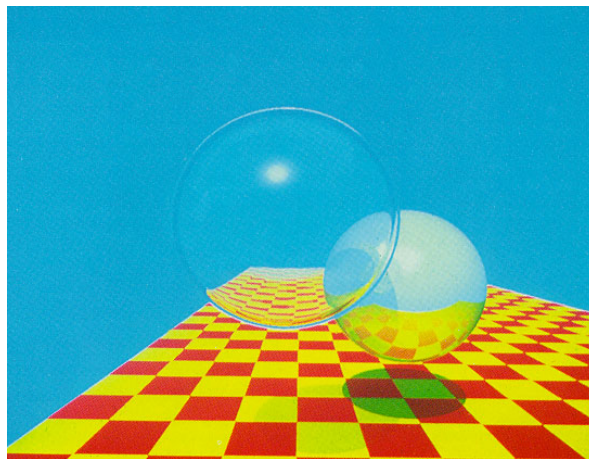


Abbildung 3: Mit Hilfe eines *Raytracing* Algorithmus berechnete Graphik aus der Veröffentlichung von Whitted (1980) [9]. Sowohl Brechung (Glaskugel), als auch Reflexion (verspiegelte Kugel) werden simuliert.

#### 2.1.1 Verwendetes Raytracing-Programm

Das in dieser Arbeit verwendete *Raytracing*-Programm wurde am Heinrich Hertz Institut der Fraunhofer Gesellschaft in Berlin entwickelt [10] und kann mögliche Strahlengänge mit Brechung und Reflexion zwischen einem Sender und mehreren Empfängern berechnen. Dazu werden vom Sender aus eine einstellbare Anzahl an Strahlen, die den Raum gleichmäßig abdecken, ausgesendet und jeder von ihnen per *Raytracing* verfolgt. Der

Empfänger ist eine Detektionskugel mit einstellbarem Radius um die gewählte Empfangsposition. Dies ist nötig, da der Raum nicht komplett durch Strahlen abgedeckt werden kann und somit ein Raumpunkt im Normalfall nicht exakt getroffen wird. Der optimale Kugelradius der Empfängerkugel hängt somit vom Abstand zwischen Sender und Empfänger und der Anzahl an simulierten Strahlen ab. Bei der Wahl eines zu kleinen Radius werden Pfade nicht gefunden und bei einem zu großen Kugelradius werden in diesem ersten Schritt zu viele Pfade gefunden und der Rechenaufwand für die Überprüfung der Pfade per Spiegelungsmethode kann sich erheblich erhöhen. Zur Beschleunigung der Berechnungen verwendet der *Raytracer* die Grafikkarte des Computers und wurde deshalb in OptiX implementiert. OptiX ist eine von NVIDIA entwickelte *Raytracing-Engine*, die für das *Raytracing* benötigte Funktionen bereitstellt [11] und auf CUDA basiert. Bei CUDA handelt es sich um das von NVIDIA entwickelte System, mit dem sich Programme schreiben lassen, welche auf der Grafikkarte abgearbeitet werden und dadurch die Geschwindigkeitsvorteile der parallelen Berechnungen ausnutzen können [12].

### 2.1.2 Spiegelungsmethode

Die im ersten Schritt gefundenen Pfade werden mit Hilfe der Spiegelungsmethode überprüft und somit nicht existierende Pfade aussortiert. Dies geschieht durch eine Anpassung der gefundenen Pfade, welche nicht direkt im Empfänger enden. Dazu wird der Empfängerpunkt in umgekehrter Reihenfolge an den Primitiven gespiegelt, an denen der ursprüngliche Strahl reflektiert wurde (siehe Abbildung 4). Durch diesen Prozess ergibt sich eine korrigierte Strahlenrichtung ausgehend vom Sender, für die dann geprüft wird ob sie ebenfalls vom Empfänger detektiert wird und im Empfängerpunkt endet. Diese Methode ließe sich zwar immer anwenden um alle korrekten Pfade zwischen Sender und Empfänger zu detektieren, ist aber in der Praxis aufgrund des hohen Rechenaufwandes für komplizierte Szenarien nicht anwendbar.

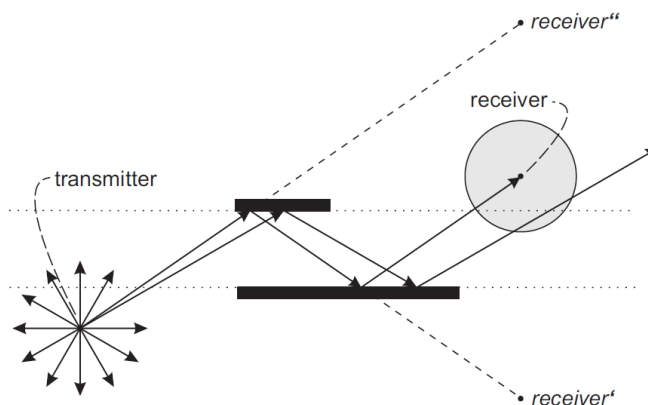


Abbildung 4: Spiegelungsmethode nach [10]. Der korrigierte Strahlengang wird durch Reflexion des Empfängers an den in schwarz dargestellten Primitiven gefunden.

### 2.1.3 Mehrfachdetektion

Bei einer ausreichend hohen Anzahl an simulierten Strahlen ist es möglich, dass mehrere nebeneinander liegende Strahlen fast parallel verlaufen und somit den gleichen Pfad zwischen Sender und Empfänger besitzen. Damit diese Strahlen nicht mehrfach in die Liste der Pfade aufgenommen werden, wird das Prinzip der Primitiv-Identifikationsnummern (IDs) verwendet wie in Abbildung 5 zu sehen. Somit erhält jeder Pfad als Eigenschaft eine Liste an IDs die den Pfad eindeutig festlegen und wird nur dann gespeichert, wenn die IDs nicht mit denen eines der anderen gespeicherten Pfade übereinstimmen.

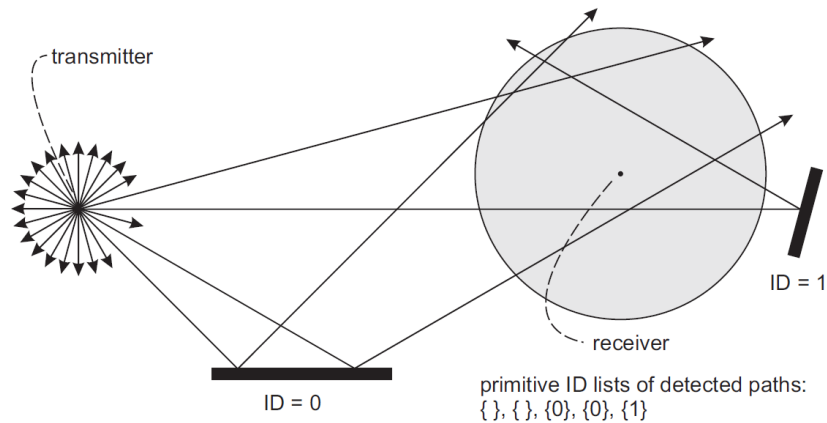


Abbildung 5: Vermeidung von Mehrfachdetektionen mit der Hilfe von Primitiv-IDs nach [10]. Von gefundenen Pfaden mit der gleichen Primitiv-ID Liste wird nur einer gespeichert.

### 2.1.4 Ausgabewerte des Raytracers

Als Ergebnis der Simulation liefert der *Raytracer* eine Liste aller möglichen Pfade zwischen Sender und Empfänger. Für jeden der Pfade wird sowohl der Abschuss- als auch der Auftreffwinkel angegeben. Zusätzlich wird die benötigte Zeit vom Sender zum Empfänger und die Dämpfung für beide transversale Polarisierungen angegeben. Die Dämpfung berechnet sich als Kombination von Freiraumdämpfung, also unter Vernachlässigung der Dämpfung von Luft, und der durch Reflexion und Brechung entstehenden Dämpfung. Die Annahme von Freiraumdämpfung ist gerechtfertigt, da die Simulation Pfadlängen maximal im Bereich von Metern untersucht und die Dämpfungslänge der verwendeten Frequenz von 60 GHz in Luft in der Größenordnung von Kilometern liegt. Die Freiraumdämpfung ergibt sich nach [13] zu

$$F = \frac{P}{P_r} = \left( \frac{4\pi df}{c} \right)^2 \quad (1)$$

mit  $P$  als isotrop abgestrahlter Leistung des Senders,  $P_r$  der empfangenen Leistung einer isotropen Antenne am Ort  $r$ ,  $d$  als Pfadlänge vom Sender zum Empfänger,  $f$  der

Frequenz und  $c$  der Lichtgeschwindigkeit. In der Simulation ist die abgestrahlte Leistung des Senders pro Pfad auf 1 normiert, womit für jeden Pfad

$$P = 1 \quad \Rightarrow \quad P_r = \left( \frac{c}{4\pi df} \right)^2 \quad (2)$$

gilt.

Die simulierte Dämpfung wird in Dezibel ( $dB$ ) angegeben. Die Einheit Dezibel dient zum Vergleich zweier Leistungs- oder Energiegrößen ( $P_1$  und  $P_2$ ) und ist definiert als

$$L := \log_{10} \left( \frac{P_2}{P_1} \right) B = 10 \log_{10} \left( \frac{P_2}{P_1} \right) dB \quad (3)$$

Nach einer kleinen Modifikation der ursprünglichen Version gibt die Simulation zusätzlich die Anzahl der Reflexionen eines Strahls aus.

## 2.2 Datenübertragung

Die durch den *Raytracer* gewonnenen Informationen sollen zur Analyse einer möglichen Datenübertragung zwischen den Detektorlagen verwendet werden. Hierbei gibt es im Bezug auf die zu wählende Art der Datenübertragung ein breites Spektrum an Möglichkeiten. Generell werden Daten mit Hilfe einer Modulation des Trägersignals übermittelt. Man unterscheidet zwischen Amplitudenmodulation (AM) und Frequenzmodulation (FM) des Trägersignals, wobei bei der AM die Amplitude des Trägersignals verändert wird und bei der FM die Frequenz des Trägersignals, wie in Abbildung 6 zu sehen.

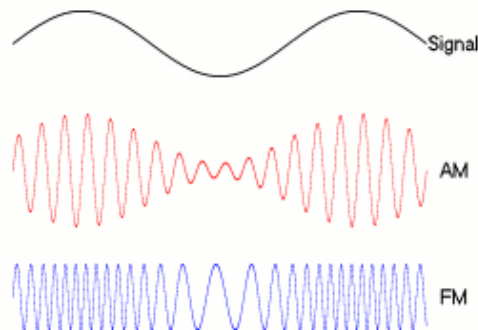


Abbildung 6: Amplituden- (AM) und Frequenzmodulation (FM) nach [14]

### 2.2.1 Binary Frequency Shift Keying

Für die Simulation der Datenübertragung wurde als Modulationsmethode das *Binary Frequency Shift Keying* (BFSK) gewählt. BFSK ist eine spezielle Form der Frequenzmodulation, bei der die gesendete Frequenz zwei diskrete Werte annehmen kann [15]. Mit der ersten Frequenz (im Weiteren 60 GHz) wird eine '0' gesendet und mit der zweiten

(im Weiteren 65 GHz) eine '1', wie in Abbildung 7 zu sehen. So kann man durch eine Frequenzbestimmung oder eine Subtraktion einer der beiden Frequenzen beim Empfänger die übertragenen Daten entschlüsseln und wieder herstellen.

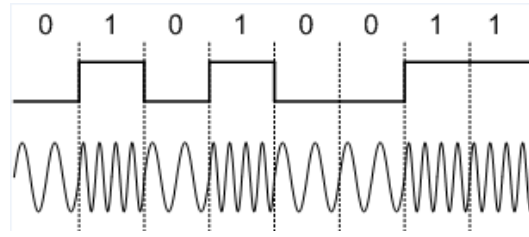


Abbildung 7: *Binary Frequency Shift Keying* nach [16]. Je nachdem ob eine '1' oder eine '0' übertragen werden soll, wird eine andere Frequenz gesendet.

Das BFSK stellt die einfachste Form des *Frequency Shift Keying* (FSK) dar und ist allgemein eine leicht zu implementierende Art der Datenübertragung, weshalb es für die Simulation verwendet wurde. Es bietet somit eine gute Möglichkeit die grundlegende Realisierbarkeit der Datenübertragung zwischen zwei Detektorlagen zu untersuchen. Neben dem FSK gibt es auch das *Phase Shift Keying* (PSK), bei dem die Daten in der Phase einer festen Frequenz verschlüsselt werden [15], wobei an dieser Stelle hierauf nicht weiter eingegangen werden soll, da das PSK in dieser Arbeit nicht verwendet wird.

## 2.3 Elektromagnetische Wellen

Da sowohl der *Raytracer* als auch die Auswertung der Ausgabewerte des *Raytracers* an einigen Stellen gewisse Grundlagen aus der Theorie des Elektromagnetismus verwendet, soll an dieser Stelle kurz auf ein paar grundlegende Prinzipien und Gleichungen eingegangen werden.

### 2.3.1 Maxwellsche Gleichungen

Die Grundlage jeder Simulation der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen bilden die Maxwellschen Gleichungen. Als elementare Gleichungen des Elektromagnetismus leitet sich aus ihnen das Verhalten von elektromagnetischen Wellen ab, daher werden sie hier der Vollständigkeit halber angegeben. Sie lauten ohne makroskopische Polarisierung und Magnetisierung in differentieller Form [17]:

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 j + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (7)$$

Mit dem elektrischen Feld  $E$ , dem magnetischen Feld  $B$ , der Zeit  $t$ , der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$ , der Permeabilitätskonstante  $\mu_0$ , der Ladungsdichte  $\rho$  und der Stromdichte  $j$ .

Aus den Maxwell'schen Gleichungen lassen sich sowohl Reflexion, als auch Beugung und Brechung herleiten. Das Reflexionsgesetz besagt, dass der Winkel zwischen der Flächennormalen des reflektierenden Gegenstandes und dem einfallenden Strahl gleich dem Winkel zwischen der Flächennormalen und dem reflektierten Strahl ist. Nach dem Brechungsgesetz gilt:  $n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\gamma)$ , mit  $n_1$  und  $n_2$  als Brechungsindices der Materialien,  $\alpha$  dem Einfallswinkel und  $\gamma$  dem Ausfallswinkel, die jeweils zur Flächennormalen gemessen werden. Diese Gesetze für Beugung und Brechung werden in ihrer Verallgemeinerung für komplexe Winkel und Brechungsindices vom *Raytracer* verwendet um den Strahlengang und die Dämpfung ohne Freiraumdämpfung zu berechnen. Auf das Phänomen der Beugung wird in Abschnitt 2.4 noch genauer eingegangen. Eine graphische Darstellung von Reflexion und Brechung ist in Abbildung 8 zu sehen.

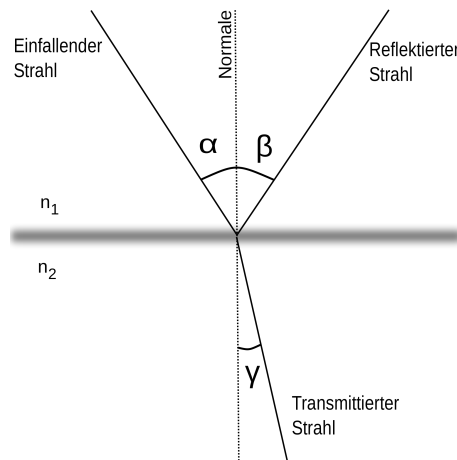


Abbildung 8: Reflexion und Brechung einer elektromagnetischen Welle nach [18].  $n_1$  und  $n_2$  sind die Brechungsindices der Medien und  $\alpha$  der Einfallswinkel,  $\beta$  der Ausfallswinkel des reflektierten Strahls und  $\gamma$  der Brechungswinkel

### 2.3.2 Superpositionsprinzip

Das Superpositionsprinzip leitet sich aus der Linearität der Maxwell'schen Gleichungen ab. Unter ihm versteht man, dass die Überlagerung mehrerer elektromagnetischer Wellen sich als die Summe der einzelnen Wellenamplituden berechnen lässt. Hierbei spricht man auch von Interferenz. Unter der Verwendung der komplexen Polarkoordinatendarstellung des elektromagnetischen Feldes lässt sich die resultierende Feldamplitude  $A_{tot}$  aus der Überlagerung von  $N$  elektromagnetischen Wellen schreiben als

$$A_{tot} = \sum_{k=1}^N A_k \exp(i\phi_k) \quad (8)$$

mit  $\phi_k$  als der Phase und  $A_k$  den Amplituden der einzelnen Wellen.

## 2.4 Skalare Beugungstheorie (Huygens-Fresnelsches-Prinzip)

Den einfachsten Zugang zum Phänomen der Beugung bietet die Beugungstheorie von Huygens und Fresnel. Huygens schlug 1678 vor, dass jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer Kugelwelle betrachtet werden kann und war so in der Lage sowohl das Reflexions- als auch das Brechungsgesetz herzuleiten. Die Beschreibung von Beugung wurde jedoch erst durch Fresnel 1816 möglich, der zusätzlich noch das Prinzip der Interferenz (Superposition) einführte [19]. So lässt sich beispielsweise die Beugung an einem Doppelspalt beschreiben, indem man sich die Spalte gefüllt mit elektromagnetischen Quellen vorstellt, deren Wellen interferieren und so das Interferenzmuster eines Doppelspalts erzeugen, wie in Abbildung 9 zu sehen.

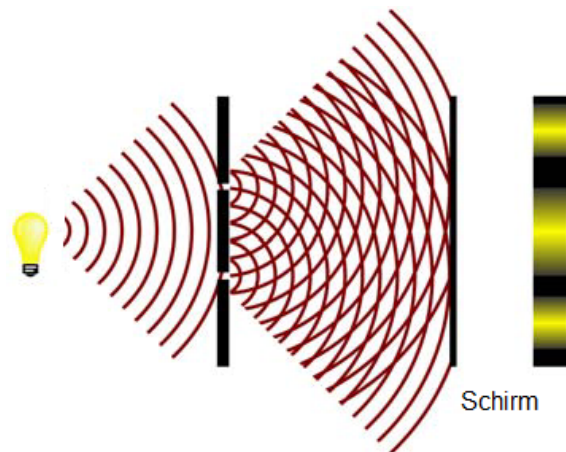


Abbildung 9: Anwendung des Huygens-Fresnelschen-Prinzips zur Erklärung des Interferenzmusters eines Doppelspalts [20]. Jeder Spalt wird als Ausgangspunkt einer Kugelwelle betrachtet.

Jedoch ergeben sich drei Einschränkungen für die Gültigkeit und eine Korrektur des Huygens-Fresnelschen-Prinzips aus der Herleitung und den verwendeten Näherungen, welche Kirchhoff 1882 durchgeführt hat [17]. Mit den Bezeichnungen  $\theta'$  für den Einfallswinkel,  $\theta$  für den Ausfallswinkel,  $b$  der Spaltbreite oder Größe des Hindernisses,  $d$  dem Abstand zwischen Spalt und Schirm und  $\lambda$  der Wellenlänge gilt:

1. Die Näherungen gelten nur im Bereich  $\frac{\lambda}{b} \ll 1$ ;
2. Der Ausfallswinkel ist auf  $\theta \lesssim \frac{\lambda}{b}$  beschränkt;
3. Die Theorie gilt nur im Fernfeld, also falls  $d \gg \lambda$ ;

Als Korrektur wird ein Neigungsfaktor (*obliquity factor*) von  $\frac{1}{2}(\cos(\theta') + \cos(\theta))$  eingeführt.



### 2.4.1 Beugungsmuster des Einzelspalts

Unter Verwendung der Fernfeldnäherung (Fraunhofersche Beugung), lässt sich das Beugungsmuster hinter einem Einzelspalt berechnen. Es ergibt sich nach [21] zu

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2(\pi \frac{b}{\lambda} \sin(\theta))}{(\pi \frac{b}{\lambda} \sin(\theta))^2} =: I_0 \frac{\sin^2(\zeta)}{\zeta^2} \quad (9)$$

Wobei  $I_0$  die maximale Intensität,  $b$  die Spaltbreite,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $\theta$  der Winkel zur Senkrechten auf der Spaltebene und  $\zeta := \pi \frac{b}{\lambda} \sin(\theta)$  ist.

Eine Simulation des Einzelspalts kann mit den durch die Theorie bestimmten Werten verglichen werden und eine quantitative Bestimmung der Qualität der Simulation ist möglich.

### 2.4.2 Beugungsmuster an einer kreisförmigen Blende

In Analogie zum Beugungsmuster eines Einzelspalts ergibt sich das Beugungsmuster an einer kreisförmigen Blende nach [21] zu

$$I(\theta) = I_0 \frac{J_1^2[2\pi \frac{R}{\lambda} \sin(\theta)]}{(2\pi \frac{R}{\lambda} \sin(\theta))^2} =: I_0 \frac{J_1^2[\zeta]}{\zeta^2} \quad (10)$$

Mit  $I_0$  als der maximalen Intensität,  $J_1$  der Besselfunktion erster Ordnung,  $R$  dem Radius kreisförmigen Blende,  $\lambda$  der Wellenlänge,  $\theta$  dem Winkel zur Senkrechten auf der Spaltebene und  $\zeta := 2\pi \frac{R}{\lambda} \sin(\theta)$ .

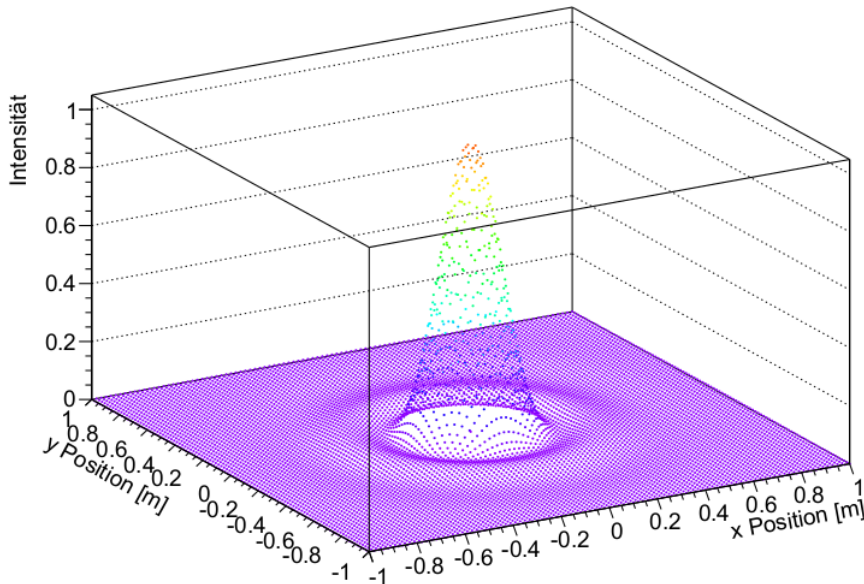


Abbildung 10: Beugungsmuster einer kreisförmigen Blende mit Radius 1 cm im Abstand von 1 m bei einer Wellenlänge von 5 mm



Dieses Szenario ermöglicht im Gegensatz zur eindimensionalen (1D) Untersuchung am Einzelspalt eine Analyse der 2D-Eigenschaften der Beugungssimulation. Das Beugungsmuster der kreisförmigen Blende (oft auch *Airy Disc* genannt) sieht, wie in Abbildung 10 zu sehen, im Querschnitt betrachtet dem des Einzelspalts ähnlich und weist eine Rotationssymmetrie um das zentrale Maximum auf.

## 2.5 Datenanalyse

Bei der Auswertung der durch den *Raytracer* generierten Daten werden teilweise mathematische Zusammenhänge verwendet, auf die im Folgenden kurz eingegangen werden soll.

### 2.5.1 Nyquist-Shannon-Abtasttheorem

Bei der Rekonstruktion des beim Empfänger ankommenden Signals, stellt es sich als deutlich günstiger heraus in diskreten Zeitschritten zu rechnen und somit nicht die genaue Funktion des elektromagnetischen Feldes zu verwenden. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die Werte des elektromagnetischen Feldes in ausreichend kurzen Zeitabständen genommen (abgetastet) werden, damit man aus ihnen wieder die korrekte Schwingungsfrequenz zurückgewinnen kann. Die nötige Abtastfrequenz ergibt sich nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem bei einer minimalen Frequenz von 0 Hz und einer maximalen Frequenz von  $f_{max}$  zu

$$f_{abtast} > 2f_{max} \quad (11)$$

Was im Falle einer zu niedrig gewählten Abtastfrequenz passiert ist in Abbildung 11 zu sehen.

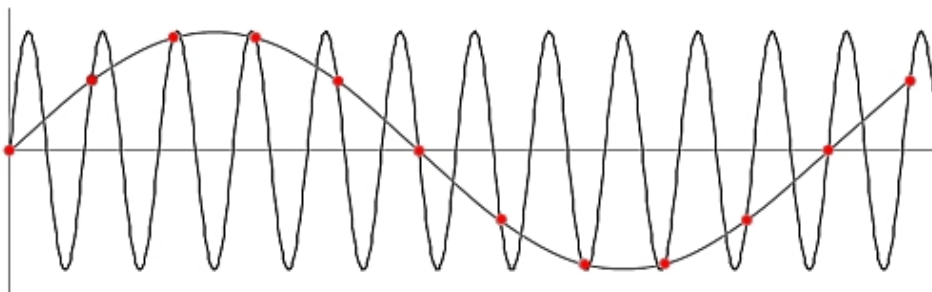


Abbildung 11: Falsche Signalrekonstruktion eines hochfrequenten Signals bei zu niedrig gewählter Abtastfrequenz. Die roten Punkte markieren die Abtastungen und die niederfrequente Oszillation stellt das falsch rekonstruierte Signal dar. [22]

### 2.5.2 Diskrete Fourier-Transformation

Die diskrete Fourier-Transformation bildet ein diskretes, periodisches, zeitabhängiges Signal in den Frequenzraum ab. Mit ihrer Hilfe kann des Frequenzspektrum eines Signals

analysiert werden. Bei der Wahl von zwei verschiedenen Frequenzen für die gewünschte Übertragung und die Störsignale (vgl. Abschnitt 2.2.1), lässt sich im Frequenzspektrum das Signal zu Rausch Verhältnis der Übertragung ermitteln. Die diskrete Fourier-Transformation ergibt sich aus der Diskretisierung der kontinuierlichen Fourier-Transformation zu

$$G(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{2\pi i f_n t} dt \approx \underbrace{\sum_{k=0}^{N-1} g_k e^{2\pi i f_n t_k} t_a}_{:=G_n} = t_a G_n \quad (12)$$

(vgl. [23]) wobei die Werte  $G_n$  leicht durch ein entsprechendes Software-Paket berechnet werden können.  $G_n$  beinhaltet sowohl reelle Anteile  $a_n$ , als auch imaginäre Anteile  $b_n$  und die Amplitude der Frequenz berechnet sich aus ihnen zu  $\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ . Das Signal zu Rausch Verhältnis ergibt sich als Verhältnis der Amplitude der Signalfrequenz zur Amplitude der Störfrequenz.

## 3 Simulation

Mit Hilfe des in Abschnitt 2.1 beschriebenen *Raytracers* lassen sich verschiedene Szenarien analysieren und aus den gewonnenen Daten Aussagen darüber treffen, wie gut Datenübertragung in einer gegebenen Umgebung möglich ist, oder wie präzise Beugung simuliert werden kann. Die Ausgabe des *Raytracers* sind Textdateien, welche für die weitere Verarbeitung der Daten verwendet werden. Allerdings ermöglicht die zusätzliche Ausgabe eines 3D Bildes eine schnelle Überprüfung, ob es bei der Eingabe der Geometrie und der Simulationsparameter zu Fehlern kam. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 12 zu sehen, mit einer detektorähnlichen Geometrie.

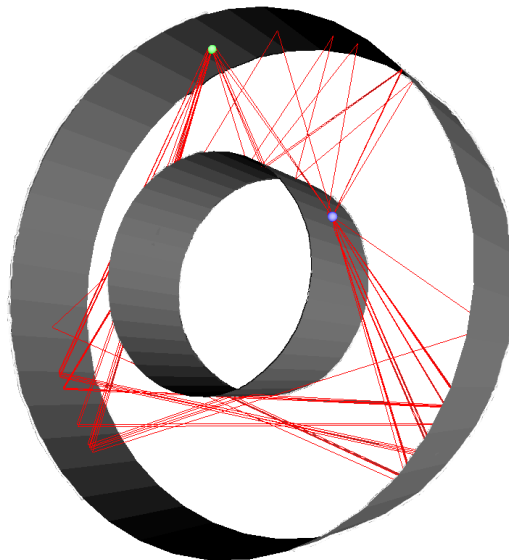


Abbildung 12: Beispiel für die graphische Ausgabe der Simulation. Die blaue Kugel stellt den Sender da, die grüne den Empfänger und in rot sind die gefundenen Strahlengänge zu sehen.

### 3.1 Wahl der Simulationsparameter

Neben den in Abschnitt 2.1.4 erläuterten Ausgabewerten besitzt der *Raytracer* auch mehrere Eingabeparameter, die auf die simulierten Szenarien abzustimmen sind. Die Wahl dieser Parameter soll im Folgenden erläutert werden.

#### 3.1.1 Anzahl der ausgesendeten Strahlen

Ein wichtiger Parameter der Simulation ist die Anzahl der vom Sender ausgesendeten Strahlen. Um diesen zu bestimmen, bietet es sich an, in einem komplexen Szenario zu überprüfen wann der erwartete Sättigungseffekt bei der Anzahl der gefundenen Strahlen eintritt. Für diese Analyse wird das in [10] entwickelte Konferenzraumszenario gewählt

(siehe Abbildung 13). Da es komplexer als die anderen in dieser Arbeit simulierten Szenarien ist, liefert es einen guten Anhaltspunkt für die nötige Anzahl an simulierten Strahlen. Die Sättigungskurve der gefundenen Strahlen für das Konferenzraumszenario ist in Abbildung 14 zu sehen. Außerdem werden noch für zwei weitere Szenarien

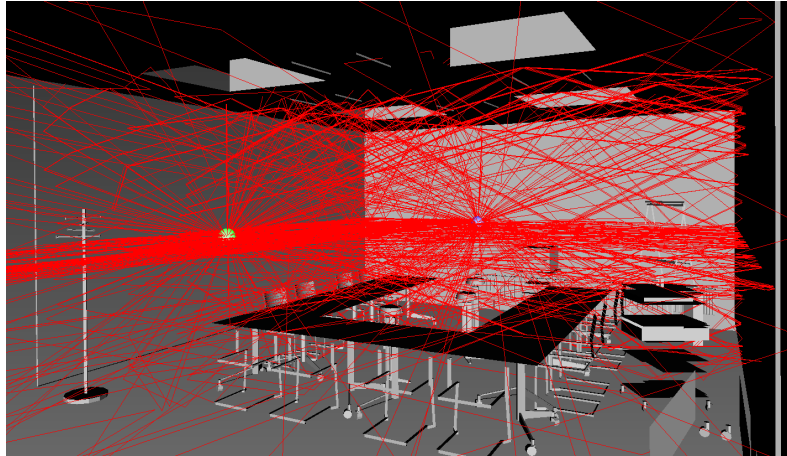


Abbildung 13: Simulation des Konferenzraumszenarios. Der Sender ist als blaue Kugel, der Empfänger als grüne Kugel und die Strahlengänge als rote Linien zu sehen.

Sättigungskurven gemessen, die jedoch schneller in Sättigung gehen, da die Geometrie der Szenarien einfacher ist. Basierend auf diesen Daten wird die Anzahl der simulierten Strahlen für die weiteren Simulationen zur Datenübertragung auf  $10^6$  gesetzt. Aufgrund des geringen zeitlichen Mehraufwands einer Simulation mit  $10^7$  Strahlen für die später behandelten Beugungsszenarien, werden in diesen Fällen zur Sicherheit  $10^7$  Strahlen simuliert. Pfade die trotz der hohen Anzahl an simulierten Strahlen nicht gefunden werden, sind im Allgemeinen lang und daher stark gedämpft im Verhältnis zum direkten Pfad, wodurch sie vernachlässigt werden können.

### 3.1.2 Maximale Anzahl an Reflexionen

Neben der Anzahl an ausgesendeten Strahlen ist die maximale Anzahl an Reflexionen der wichtigste Parameter der Simulation. Sie bestimmt wie oft ein Strahl reflektiert werden kann, bevor er nicht mehr weiterverfolgt wird. Für die Simulation der Datenübertragung wird er auf 4 gesetzt, da ein höherer Wert eine deutlich längere Rechendauer zur Folge hat, jedoch kein signifikant genaueres Ergebnis liefert. Eine Erklärung dafür, dass das Ergebnis sich nur wenig ändert bei einer höheren maximalen Anzahl an Reflexionen, bietet folgende Überlegung: Für das empfangene Signal sind aufgrund der Freiraumdämpfung mit ihrem  $\frac{1}{d^2}$  Verhalten (mit  $d$  als der Pfadlänge, vgl. Abschnitt 2.1.4) vor allem die Pfade mit geringer Pfadlänge, also der Sender nahe dem Empfänger relevant. Wie in Abbildung 15 zu sehen, entspricht dies in der verwendeten Geometrie ungefähr zwei parallelen Ebenen mit einem Abstand, der im folgenden als  $x$  bezeichnet werden soll. Eine Reflexion mehr bedeutet somit effektiv eine Verlängerung der Pfadlänge um min-

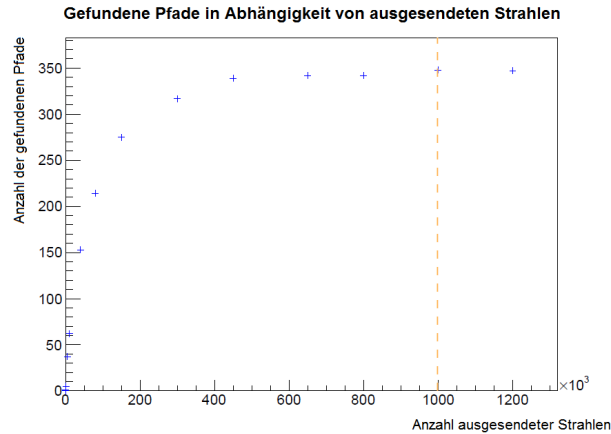


Abbildung 14: Sättigungseffekt der gefundenen Strahlen für das Konferenzraumszenario. Gestrichelt ist die Anzahl der ausgesendeten Strahlen in den weiteren Simulationen eingezeichnet.

destens  $x$ , wodurch die Intensität des Pfades im Fall von  $n$  weiteren Reflexionen von  $\frac{1}{d^2}$  auf  $\frac{1}{(d+nx)^2}$  gedämpft wird. Relativ zum direkten Pfad mit der Länge  $d = x$  ergibt sich also eine Dämpfung um mindestens den Faktor  $\frac{1}{(1+n)^2} \leq \frac{1}{25}$  für  $n \geq 4$ .

Für die Simulation der Beugung spielt dieser Parameter keine Rolle, da die untersuchten Szenarien keine reflektierenden Flächen beinhalten und somit keine Reflexion vorkommt.

### 3.1.3 Frequenz und maximale Brechungstiefe

Die letzten zwei frei wählbaren Parameter sind die Frequenz und die maximale Brechungstiefe. Die maximale Brechungstiefe gibt an, wie häufig ein Strahl gebrochen werden darf, bevor er nicht mehr weiter verfolgt wird. Da die Simulation Datenübertragung und Beugung bei 60 GHz berechnen soll, ist die Frequenz fest vorgegeben. Die einzige Ausnahme stellt die verwendete Frequenzmodulation (BFSK, vgl. Abschnitt 2.2.1) dar, im Rahmen derer auch Frequenzen von bis zu 65 GHz verwendet werden. Die dadurch auftretende Änderung der Dämpfung wurde in die Software eingebaut und wird somit nachträglich mit einberechnet.

Die maximale Brechungstiefe wird bei den durchgeführten Simulationen nicht weiter berücksichtigt, da in den verwendeten Szenarien keine transparenten Objekte vorkommen und sie somit keine Rolle spielt.

## 3.2 Datenübertragung

Im Folgenden wird untersucht, unter welchen Bedingungen eine kabellose Datenübertragung zwischen zwei Detektorlagen möglich ist. Die dafür verwendete Geometrie wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

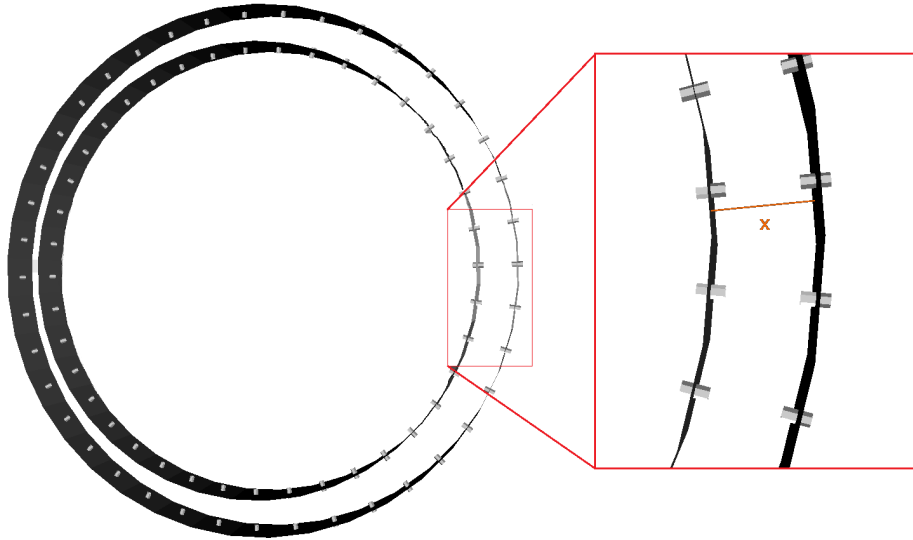


Abbildung 15: Verwendete Geometrie für die Simulation der Datenübertragung. Die zwei großen “Ringe” stellen einen Ausschnitt des zylinderförmigen Aufbaus des Detektors dar und die kleinen hellgrauen Zylinder bilden die verwendete Abschirmung. In den inneren kleinen Zylindern befindet sich jeweils ein Sender und in den äußeren ein Empfänger.

### 3.2.1 Geometrie der Simulation zur Datenübertragung

In Anlehnung an die aktuelle Geometrie des ATLAS Silizium-Streifendetektors wird die in Abbildung 15 dargestellte Geometrie verwendet. Basierend auf [24] wurden die beiden großen “Zylinder” mit einem Radius von 0,514 m und 0,443 m implementiert<sup>1</sup>. Dies entspricht den äußersten Lagen des Silizium-Streifendetektors. Tatsächlich handelt es sich bei den großen “Zylindern” um Prismen mit 40-eckigen Grundflächen und einer Länge von 10 cm. Dies entspricht allerdings nur einem Ausschnitt (einer “Scheibe”) der gesamten Geometrie des Silizium-Streifendetektors, aber ist für eine qualitative Untersuchung der Datenübertragung ausreichend, weil man davon ausgehen kann, dass der störende Einfluss von weiteren “Scheiben” (wie in einem realen Detektor) nur quantitativ ist. Für die weiteren Simulationen wird angenommen, dass sich auf jeder der 40 Seitenflächen eines Prismas ein Sender bzw. Empfänger befindet, also insgesamt 40 Sender und 40 Empfänger vorhanden sind. Diese sind jeweils zentral auf der Seitenfläche positioniert. Die Sender befinden sich auf dem inneren Prisma und die Empfänger auf dem äußeren, entsprechend der Absicht, den Detektor von innen nach außen auszulesen. Neben den großen 40-eckigen Prismen, lässt sich im vergrößerten Teil von Abbildung 15 auch die später hinzugefügte Abschirmung um die Sender bzw. Empfänger gut erkennen. Sie ist in hellgrau dargestellt und als 6-eckiges Prisma mit einem Radius von 5 mm implemen-

<sup>1</sup>Dem stehen die Werte 0,520 m und 0,447 m für die Radien nach [25] gegenüber, jedoch ist der Unterschied für die hier durchgeführte Analyse nicht von Bedeutung.

tiert. Die Höhe der kleinen Prismen wird für die Untersuchung des Signal zu Rausch Verhältnisses variiert und deckt einen Bereich von 0 bis 2 cm ab.

### 3.2.2 Bestimmung der Signalqualität

Um Datenübertragung innerhalb einer detektorähnlichen Geometrie zu simulieren wird der *Raytracer* verwendet. Mit ihm lassen sich für die gegebene Geometrie alle möglichen Pfade zwischen einem beliebigen Empfänger und allen 40 Sendern berechnen. Bei der Berechnung dieser Pfade muss allerdings berücksichtigt werden, dass die Funktionsweise des *Raytracers* keine Überschneidung von Sender- und Empfängerkugel mit anderen Objekten erlaubt, da ansonsten nicht alle Pfade gefunden werden. Der verwendete Kugelradius von Sender und Empfänger von 5 mm erzwingt somit einen Abstand zur Oberfläche von ebenso 5 mm. Vor allem für den Sender der dem Empfänger direkt gegenüberliegt, hat dies zur Folge, dass Pfade gefunden werden, welche in der Realität nicht existieren (siehe Abbildung 16). Damit dieser Effekt der zusätzlich gefundenen Pfade nicht auftritt, wird unter jedem Sender und Empfänger ein absorbierender "Boden" implementiert.

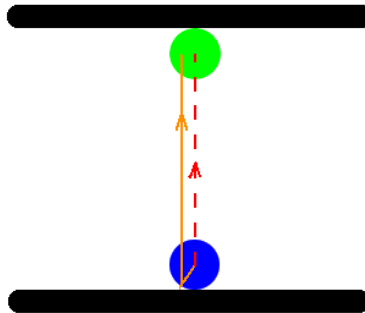


Abbildung 16: In blau ist der Sender und in grün der Empfänger dargestellt. Die rote gestrichelte Linie zeigt den direkten Pfad, der in Wirklichkeit als einziges existiert. Der orangene Pfad mit zusätzlicher Reflexion am Prisma (einer in schwarz dargestellten Seitenfläche davon) unter dem Sender entsteht durch den notwendigen Abstand des Senders zur Oberfläche und ist zur besseren Erkennbarkeit hier leicht verschoben und beim Sender schräg gezeichnet.

Somit findet man einen direkten Pfad des dem Empfänger gegenüberliegenden Senders und eine von der Höhe der Abschirmung abhängige Anzahl an Pfaden von den anderen Sendern. Bei dem direkten Pfad handelt es sich um das gewünschte Signal, währenddessen die Pfade der anderen Sender die Datenübertragung stören. Um zu bestimmen wie stark der störende Einfluss ist, wird das resultierende Signal beim Empfänger als Überlagerung der Signale aller Sender berechnet (vgl. Abschnitt 2.3.2), wobei der gewünschte Sender durchgehend 60 GHz sendet und die anderen 65 GHz. Die 60 GHz entsprechen, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, der Übertragung einer '0' und die 65 GHz

der Übertragung einer '1'. Mit einer Fouriertransformation des empfangenen Signals lässt sich die Amplitude der verschiedenen Frequenzen beim Empfänger ermitteln und die Bestimmung des Signal zu Rausch Verhältnisses wird möglich. Das Signal zu Rausch Verhältnis ist hierbei als Verhältnis der Amplitude der gewünschten Frequenz zur Amplitude der störenden Frequenz gegeben. Neben dieser Betrachtung im Frequenzraum lässt sich das empfangene Signal auch in Abhängigkeit der Zeit und bei einer Modulation der gesendeten Signale untersuchen. Hierauf wird in Abschnitt 3.2.6 näher eingegangen.

Eine wichtige Rolle spielt auch das verwendete Material für die Detektorlagen und die Abschirmung. Die Detektorlagen werden als perfekter elektrischer Leiter simuliert, also mit vollständiger Reflexion [26]. Dies entspricht nicht der Realität, aber dient als obere Abschätzung, weil die dünne Metallschicht auf der Oberfläche der Detektorlagen schlechter reflektiert und somit die Datenübertragung in Wirklichkeit besser ist als hier simuliert. Für die Abschirmung wird ein komplett absorbierendes Material angenommen. Die Annahme der Existenz eines solchen Materials ist zwar zu optimistisch, aber eine Dämpfung auf ein vernachlässigbares Niveau erscheint realistisch. Aufgrund der Annahme eines komplett absorbierenden Materials lassen sich keine Aussagen über die notwendige Dicke der Abschirmung treffen.

Für die Simulation der Datenübertragung wird keine Antennencharakteristik implementiert, sondern die im *Raytracer* angenommene isotrope Abstrahlung verwendet [10]. Da eine Antennencharakteristik im Allgemeinen die störenden Signale relativ zum gewünschten Signal unterdrückt, ergibt sich in der tatsächlichen Umsetzung eine bessere Datenübertragung als in der Simulation.

### 3.2.3 ohne Abschirmung

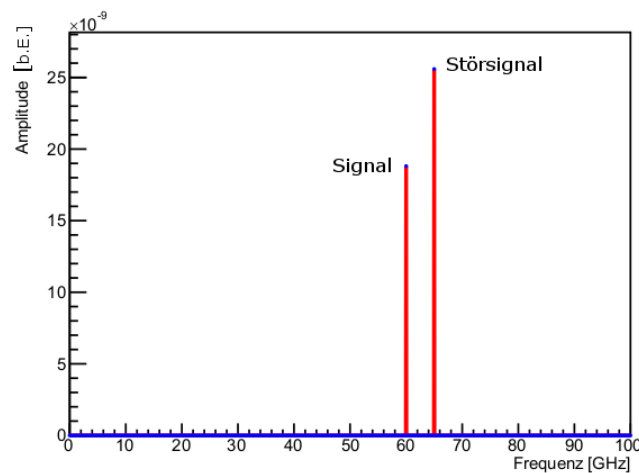


Abbildung 17: Frequenzspektrum des empfangenen Signals ohne Abschirmung. Als einziges sind die Amplitude des Signals des dem Empfänger direkt gegenüberliegenden Senders bei 60 GHz und des Störsignals aller anderen Sender bei 65 GHz zu sehen.



Bestimmt man auf die oben beschriebene Art und Weise das Frequenzspektrum bei einem Empfänger, ohne Abschirmung der Sender und Empfänger, ergibt sich das in Abbildung 17 dargestellte Spektrum. Da das Störsignal bei 65 GHz stärker als das gewünschte Signal bei 60 GHz ist, ist direkt ersichtlich, dass Datenübertragung zwischen zwei Detektorlagen ohne Abschirmung der Sender und Empfänger nicht möglich ist. Im Frequenzspektrum tauchen nur die Frequenzen 60 GHz und 65 GHz auf, weil keine Modulation der Signale vorgenommen wird. Die Verbesserung der Signalqualität durch eine Abschirmung wird im nächsten Abschnitt genauer besprochen.

### 3.2.4 mit Abschirmung

Durch eine Abschirmung um die Sender und Empfänger gibt es, außer dem gewünschten direkten Pfad, weniger Pfade die den Empfänger erreichen, wie in Abbildung 18 dargestellt. Auf diese Weise wird der störende Einfluss der anderen Sender unterdrückt und das Signal zu Rausch Verhältnis besser. Wie schon in Abschnitt 3.2.2 beschrieben,

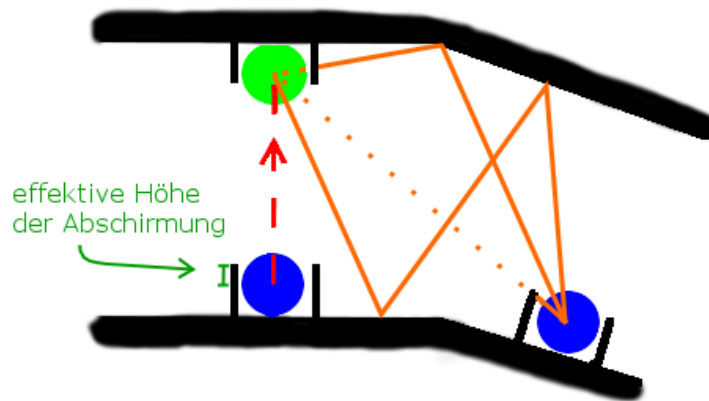


Abbildung 18: In blau sind beispielhaft zwei Sender und in grün der Empfänger dargestellt. Die rote gestrichelte Linie zeigt den direkten Pfad. Die orangenen Pfade stellen den störenden Einfluss der anderen Sender dar, welcher teilweise durch die Abschirmung blockiert wird.

können Sender und Empfänger nicht direkt auf der Oberfläche der Detektorlagen positioniert werden. Für die Abschirmung bedeutet dies, dass ihre effektive Höhe um 5 mm verringert wird, nämlich durch den Abstand des Kugelmittelpunkts zur Oberfläche. Der Kugelradius spielt keine Rolle für die effektive Höhe der Abschirmung, weil Strahlen, welche die Empfängerkugel nur außen schneiden, durch die Spiegelungsmethode aussortiert werden (vgl. Abschnitt 2.1.2). Folglich beträgt beispielsweise die effektive Höhe bei keiner Abschirmung  $-0,5$  cm. Für eine Abschirmung mit einer effektiven Höhe von  $0,5$  cm ergibt sich für das Frequenzspektrum beim Empfänger Abbildung 19. Wie für

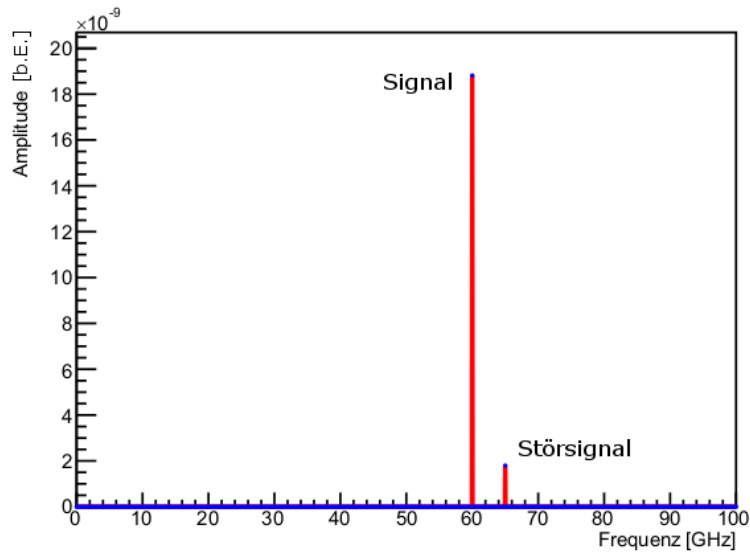


Abbildung 19: Frequenzspektrum des empfangenen Signals bei einer Abschirmung mit einer effektiven Höhe von 0,5 cm. Als einziges sind die Amplitude des Signals des dem Empfänger direkt gegenüberliegenden Senders bei 60 GHz und des Störsignals aller anderen Sender bei 65 GHz zu sehen.

den Fall keiner Abschirmung schon erläutert, sind auch hier nur die Frequenzen 60 und 65 GHz im Spektrum vorhanden, da die Signale nicht moduliert werden.

### 3.2.5 Signal zu Rausch Verhältnis

Die Simulation wird für verschiedene effektive Höhen der Abschirmung durchgeführt, wodurch der Zusammenhang zwischen effektiver Höhe der Abschirmung und Signal zu Rausch Verhältnis untersucht werden kann. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 20 dargestellt. Eine Angabe von Fehlerbalken ist nicht möglich, da durch die Funktionsweise des *Raytracers* kein statischer Fehler vorhanden ist und die Größe eines möglichen, systematischen Fehlers nicht abschätzbar ist. Außerdem können die Werte der Frequenzamplituden aus der Fouriertransformation exakt bestimmt werden, so dass kein Ablesefehler auftritt.

Neben dem deutlichen Anstieg des Signal zu Rausch Verhältnisses bis zu einer effektiven Höhe der Abschirmung von 1 cm, erkennt man zwei "Stufen" im Diagramm die durch das Wegfallen von störenden Pfaden mit geringer Dämpfung entstehen (vgl. Abschnitt 3.1.2). Dieses plötzliche Wegfallen von Pfaden ist bedingt durch die Verwendung einer komplett absorbierenden Abschirmung für die Simulation mit dem *Raytracer*, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Für eine effektive Höhe der Abschirmung von 1 bis 2 cm ist nur ein störender Pfad vorhanden und bei über 2,25 cm keiner mehr, wodurch die Bestimmung des Signal zu Rausch Verhältnisses bei über 2,25 cm nicht mehr möglich ist. Auch im Bereich von 1 bis 2 cm gibt es vermutlich Effekte, die bei einer nicht kom-

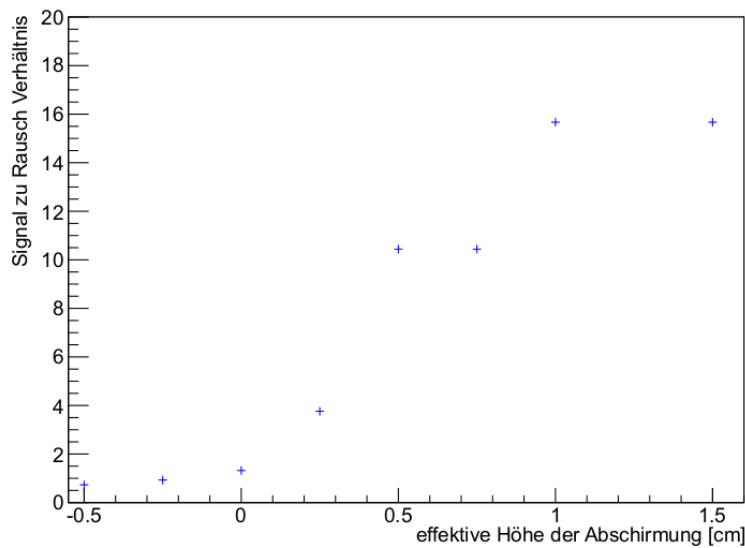


Abbildung 20: Signal zu Rausch Verhältnis in Abhängigkeit der effektiven Höhe der Abschirmung. Die Ergebnisse der Simulation sind als blaue Kreuze dargestellt.

plett absorbierende Abschirmung auftreten würden und in zukünftigen Untersuchungen berücksichtigt werden sollten. Dafür ist allerdings eine Kenntnis der Reflexions-, Transmissions- und Absorptionseigenschaften des abschirmenden Materials notwendig, welche momentan nicht vorhanden ist.

Diese Analyse legt nahe, für die Abschirmung in der verwendeten Geometrie eine Höhe von 1 cm zu verwenden, wodurch der störende Einfluss der anderen Sender stark unterdrückt und eine stabile Datenübertragung möglich wird.

### 3.2.6 Modulation und Signalform

Zusätzlich zur Analyse des Signal zu Rausch Verhältnisses im Frequenzraum ermöglicht die Betrachtung des Signals in Abhängigkeit der Zeit eine Untersuchung der Signalform unter dem Einfluss von Modulationen. Zur Untersuchung dieses Einflusses wird simuliert, wie das Signal (vgl. Abbildung 18) bei einem Empfänger aussieht, wenn alle Sender gleichzeitig periodisch '0' und '1' senden. Die Länge der Übertragungsdauer eines binären Wertes wird auf 0, 1 ns gesetzt, damit die Oszillationen des Signals während eines Pulses sichtbar sind. Dies entspricht einer Übertragungsfrequenz von 10 GHz. Die übertragenen binären Werte in Abhängigkeit von der Zeit sind in Abbildung 21 dargestellt.

Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben entspricht die Übertragung einer '0' einer Frequenz von 60 GHz und die Übertragung einer '1' einer Frequenz von 65 GHz. Für die Simulation wird angenommen, dass die Frequenzmodulation perfekt ist, also der Übergang von 60 zu 65 GHz sprunghaft passiert. Außerdem ergibt sich ein Phasensprung als Artefakt der Implementierung der Phase. Dies führt zu Diskontinuitäten und Phasensprüngen im

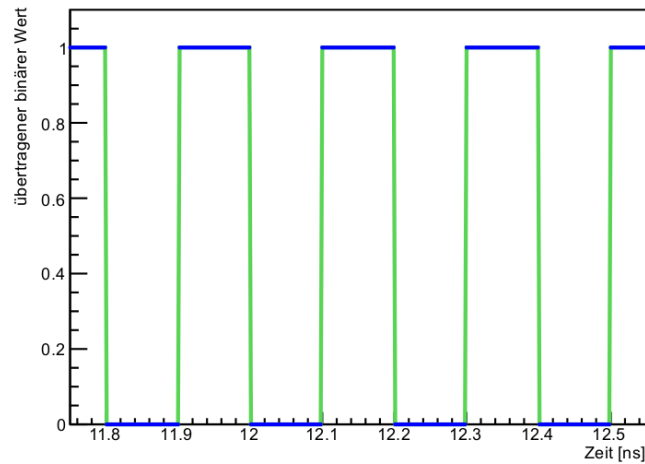


Abbildung 21: Gesendete binäre Werte aller Sender in Abhängigkeit der Zeit (blau) und die steigenden und fallenden Flanken (grün).

empfangenen Signal, wenn sich die beim Empfänger ankommende Frequenz eines Pfades ändert. Bei einer Frequenzmodulation sind solche Diskontinuitäten und Phasensprünge jedoch nicht von Bedeutung, da sie keinen Einfluss auf die Frequenz haben. Zur Demodulation des empfangenen Signals wird in einem ersten Schritt die Trägerfrequenz von 60 GHz subtrahiert, wodurch bei einem Signal ohne störende Einflüsse nur eine Schwingung übrig bleibt, wenn eine '1' übertragen wird. Das ungestörte direkte Signal beim Empfänger und dasselbe Signal nach Subtraktion der Trägerfrequenz ist in Abbildung 22 dargestellt. Neben den oben erläuterten Diskontinuitäten und Phasensprüngen ist in Abbildung 22a auch der Effekt einer stärkeren Freiraumdämpfung bei einer höheren Frequenz zu sehen, wie in Abschnitt 2.1.4 beschrieben. Das Signal ist zwischen 12,1 und 12,2 ns bei der Übertragung einer '1' mit 65 GHz stärker gedämpft, als bei der sonstigen Übertragung einer '0' bei 60 GHz. In Abbildung 22b zeigt sich eine Schwebung, die durch die Überlagerung der gesendeten 65 GHz und des zur Demodulation subtrahierten 60 GHz Signals entsteht. Welcher Teil der Schwebung zu sehen ist, ergibt sich aus der Phase der beiden Signale relativ zu einander. In diesem Fall ist die zweite Hälfte zu sehen, mit der sich die erwartete Schwebungsfrequenz  $f_S = (65 - 60) \text{ GHz} = 5 \text{ GHz}$  (Schwebungsperiodendauer  $T_S = \frac{1}{f_S} = 0,2 \text{ ns}$ ) bestätigen lässt.

Betrachtet man nun die empfangenen Signale bei verschiedenen effektiven Höhen der Abschirmung zeigt sich der Einfluss der störenden Sender auf die Signalform, wie in Abbildung 23 dargestellt. Die Ähnlichkeit der Abbildungen 23a und 23b mit den Abbildungen 22a und 22b zeigt den geringen Einfluss der verbleibenden störenden Pfade bei einer Abschirmung mit einer effektiven Höhe von 1 cm, wie schon in Abschnitt 3.2.5 gefunden. Auch das schlechte Signal zu Rausch Verhältnis ohne Abschirmung kann prinzipiell an Abbildungen 23c und 23d erkannt werden. Für eine quantitative Analyse des Signal zu Rausch Verhältnisses ist die Betrachtung der Signalamplitude in Abhängigkeit von der Zeit jedoch nicht geeignet, da zusätzlich zum schwierig zu definierenden Signal

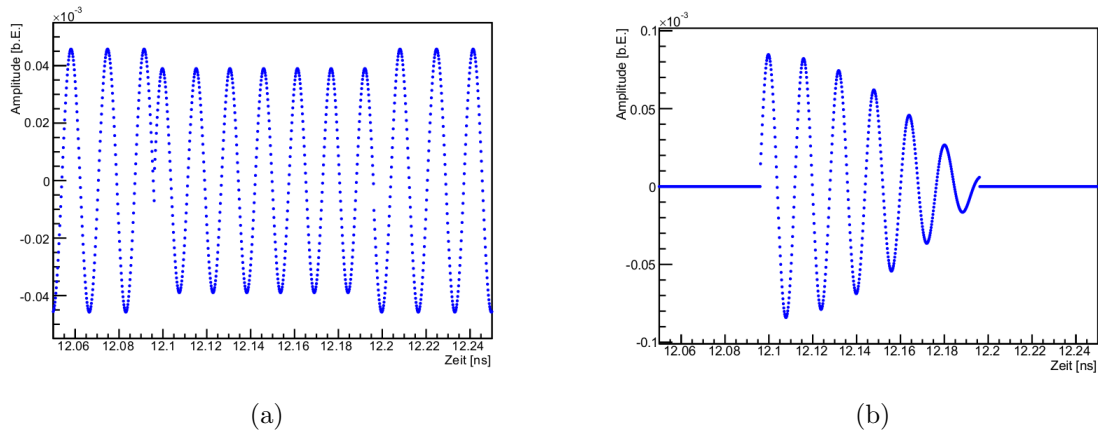


Abbildung 22: Übertragung einer '1' zwischen 12,1 und 12,2 ns mit einem ungestörten Signal, welches ansonsten eine '0' überträgt. Links ist das empfangene Signal und rechts das empfangene Signal nach Subtraktion der Trägerfrequenz von 60 GHz in Abhängigkeit der Zeit dargestellt.

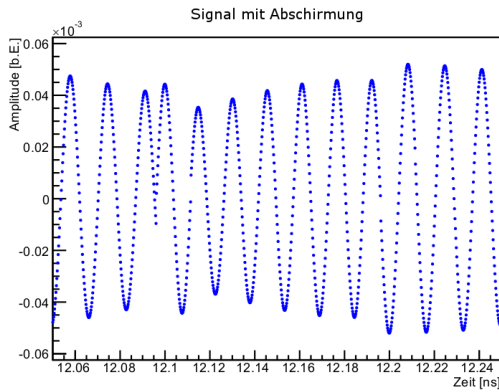
zu Rausch Verhältnis noch der Einfluss der Schwebung hinzukommt, welcher in allen Signalen nach Subtraktion der Trägerfrequenz von 60 GHz zu erkennen ist. So führt die Schwebung zusammen mit den störenden Einflüssen dazu, dass die Signalamplitude bei der Übertragung einer '1' unter den Wert der Signalamplitude bei der Übertragung einer '0' fallen kann (vgl. Abbildung 23d im Bereich zwischen 12,16 und 12,22 ns), wodurch eine Rekonstruktion der gesendeten binären '1' durch die Betrachtung der Amplitude in diesem Bereich nicht möglich ist.

Daher sollte eine Untersuchung des Signal zu Rausch Verhältnisses, wie oben durchgeführt, im Frequenzraum erfolgen.

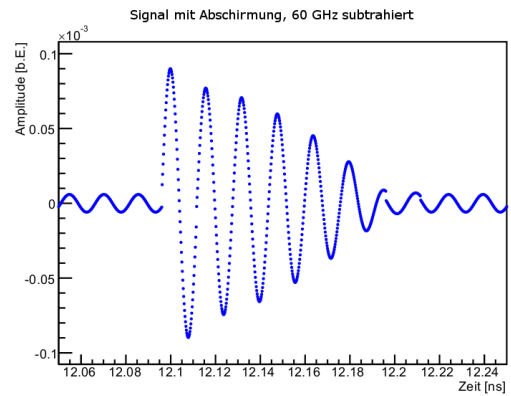
### 3.3 Simulation von Beugung

Neben den Phänomenen der Brechung und der Reflexion ist bei langwelligen elektromagnetischen Wellen oder bei sehr kleinen Strukturen auch das Phänomen der Beugung für die Simulation von Strahlengängen wichtig. Innerhalb eines Detektors gibt es Strukturen in der Größenordnung von Millimetern, so dass bei einer Frequenz von 60 GHz, also einer Wellenlänge von 5 mm, Beugungseffekte nicht mehr ohne weiteres vernachlässigt werden können. Um trotzdem Funkübertragungen innerhalb eines Detektors simulieren zu können, soll in den *Raytracer* die Möglichkeit Beugung zu berechnen implementiert werden.

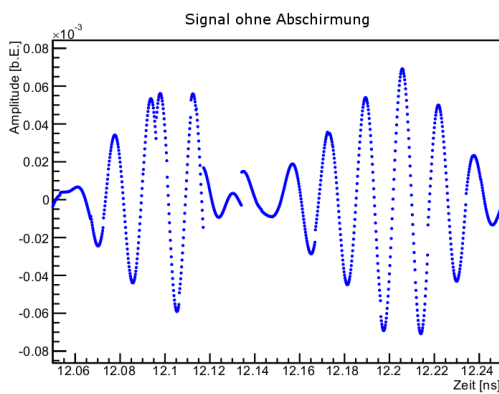
Als erster Schritt muss analysiert werden, auf welche Art und Weise die Simulation der Beugung erfolgen soll und wie gut dabei die Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen ist. Das Prinzip eines *Raytracers* einzelne Strahlengänge zu bestimmen, legt dabei nahe, auf das Huygens-Fresnelsche-Prinzip zurück zu greifen und mit einem Sekundärquellenmodell zu arbeiten. Dies ist ein grundlegender Unterschied zur häufig verwendeten Methodik Raum und Zeit zu diskretisieren und die Maxwellschen Gleichun-



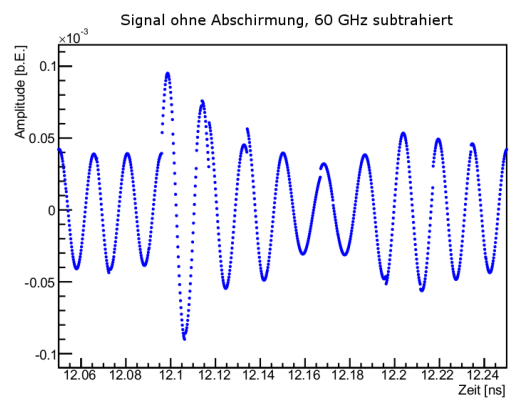
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 23: Übertragung einer '1' (65 GHz) zwischen 12,1 und 12,2 ns bei verschiedenen hohen Abschirmungen. Ansonsten wird eine '0' (60 GHz) übertragen. Oben links ist das empfangene Signal bei einer Abschirmung mit 1 cm effektiver Höhe und unten links das empfangene Signal ohne Abschirmung in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Rechts daneben sind jeweils die zugehörigen empfangenen Signale nach Subtraktion der Trägerfrequenz von 60 GHz zu sehen.

gen auf diesem Gitter numerisch zu lösen, was sehr rechenintensiv ist. Somit besteht die Chance durch den *Raytracer* zusammen mit dem Einsatz von Grafikkarten Geschwindigkeitsvorteile zu erhalten (vgl. [7]).

Für die Implementierung der Beugung durch ein Sekundärquellenmodell gibt es mehrere Möglichkeiten, die im Folgenden verglichen und auf ihre Genauigkeit überprüft werden. Es muss unterschieden werden zwischen Methoden, die (beugende) Kanten detektieren und Methoden, die das beugende Objekt (z.B. Spalt) detektieren. In beiden Fällen ergibt sich mit der Anzahl an sekundären Sendern, welche durch die Simulation gesetzt werden, ein freier Parameter. Nach dem Huygens-Fresnelschen-Prinzip sollten zur korrekten Simulation unendlich viele Sekundärquellen gesetzt werden, allerdings muss zwischen einer akzeptablen Simulationsdauer und hinreichender Genauigkeit abgewogen werden.

Die Methoden werden zunächst daraufhin überprüft, ob sie in sich konsistent sind, also die richtigen Intensitätswerte relativ zur maximalen Intensität liefern. Folglich wird die normierte Intensität der Simulation mit der normierten theoretischen Intensität verglichen. Das Erhalten der richtigen absoluten Intensität bleibt zukünftigen Untersuchungen vorbehalten. Bei der Positionierung der Sekundärquellen ist zu berücksichtigen, dass das Huygens-Fresnelsche-Prinzip eine gleichmäßige Verteilung erfordert. Dies ist besonders am Rand der Kante oder des Spalts relevant, damit die simulierte Spaltbreite auch mit der angenommenen übereinstimmt und nicht effektiv ein kleinerer Spalt simuliert wird.

### 3.3.1 Einzelspalt

Als einfaches Szenario zur Überprüfung der Übereinstimmung von Simulation und theoretischer Vorhersage eignet sich die Simulation eines Einzelspalts. Für diesen kann unter Annahme von Fraunhofer Beugung das theoretische Beugungsmuster berechnet werden zu (siehe Abschnitt 2.4.1)

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2(\pi \frac{b}{\lambda} \sin(\theta))}{(\pi \frac{b}{\lambda} \sin(\theta))^2} =: I_0 \frac{\sin^2(\zeta)}{\zeta^2} \quad (13)$$

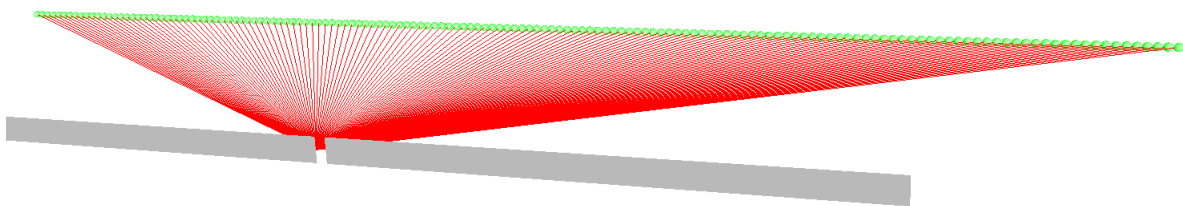


Abbildung 24: Einzelspaltszenario (Spaltbreite 2 cm) mit dem “Schirm” aus 151 Empfängern in grün und einem Sender auf der linken Kante des Spalts als Ausgangspunkt der in rot eingezeichneten Pfade

Zur Bestimmung der Messpunkte wurde ein ‘‘Schirm’’ aus 151 Empfängern mit einem Abstand untereinander von 2 cm und einem Radius von 1 cm implementiert, der sich im Abstand von einem Meter hinter dem Einzelspalt befindet. Das komplette Szenario ist in Abbildung 24 zu sehen.

Die dem grundlegenden Prinzip des *Raytracers* am nächsten kommende Möglichkeit, ist die der Kantendetektion und der Positionierung der Sekundärquellen auf diesen Beugungskanten. Für den Einzelspalt erhält man somit zwei Beugungskanten, auf denen in der Simulation jeweils 9 Sekundärquellen gleichmäßig verteilt wurden. In Abbildung 25 ist das dadurch entstehende Interferenzmuster zu sehen. Sowohl die Minima der Ver-

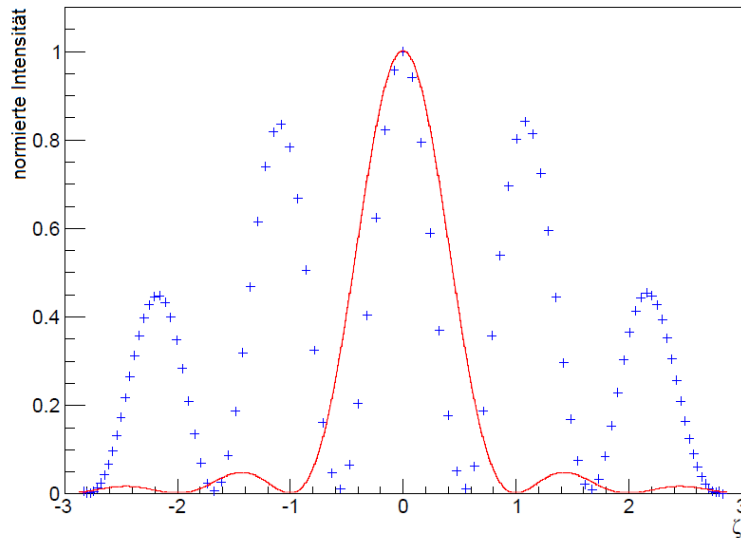


Abbildung 25: Beugungsmuster eines Einzelspalts. In blau sind die simulierten Werte zu sehen und in rot die theoretische Vorhersage.  $\zeta$  ist wie in Formel (13) definiert und nimmt in den Minima der Verteilung ganze Zahlen an.

teilung werden falsch vorhergesagt, als auch die Intensität der Nebenmaxima weicht deutlich von der Theorie ab. Aufgrund der großen Abweichung der simulierten von den theoretischen Werten kann festgehalten werden, dass sich die Methode der Kantendetektion im Zusammenhang mit Sekundärquellen nicht zur Simulation von Beugungseffekten eignet.

Neben der Kantendetektion gibt es auch die Möglichkeit, beugende Objekte nicht als Lücken der Geometrie, sondern als eigenständige Flächen in die Szenerie einzubauen. Diese eigenständigen Flächen können dann, wenn sie von einem Strahl getroffen werden, selbst Strahlen im Sinne von Sekundärquellen aussenden. Dies entspricht dem klassischen Fall des Huygens-Fresnelschen-Prinzips bei dem der Spalt mit Sekundärquellen gefüllt wird, durch die sich dann das Interferenzmuster ergibt. Zum Vergleich der Simulation mit der Theorie werden  $16383 (= 2^{14} - 1)$  Sender im Spalt simuliert, so dass sich die Qualität der Simulation in Abhängigkeit der Anzahl der Sender untersuchen lässt.



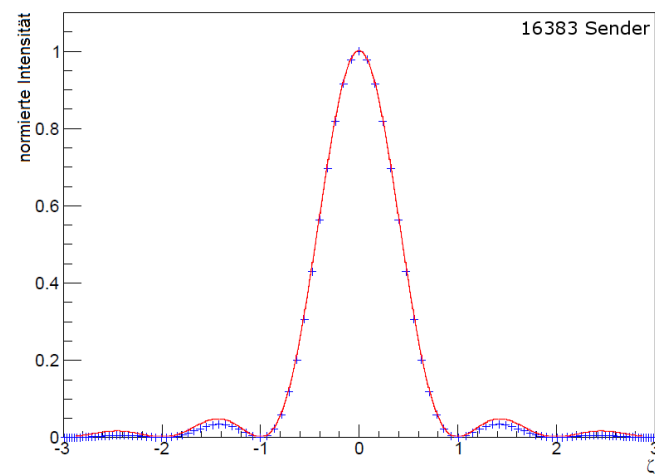
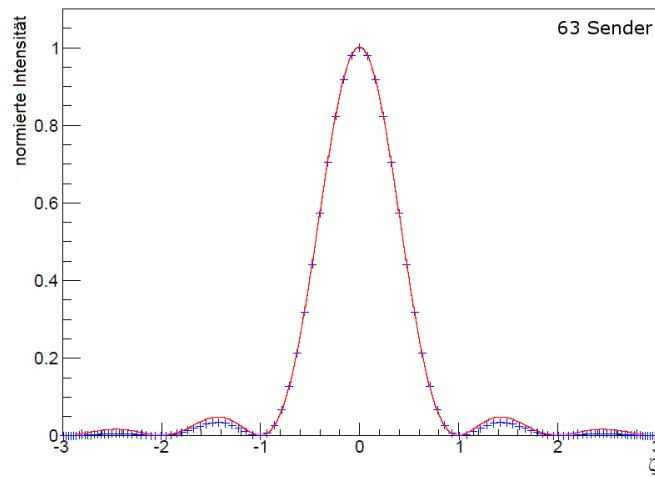
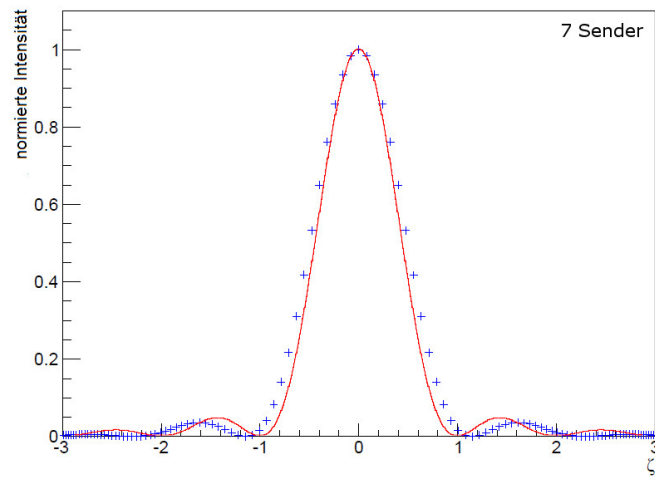


Abbildung 26: Ergebnis der Beugungssimulation mit Sekundärquellen im Einzelspalt in blau und theoretische Kurve in rot (Spaltbreite 2 cm). Oben: 7 Sender; Mitte: 63 Sender; Unten: 16383 Sender.

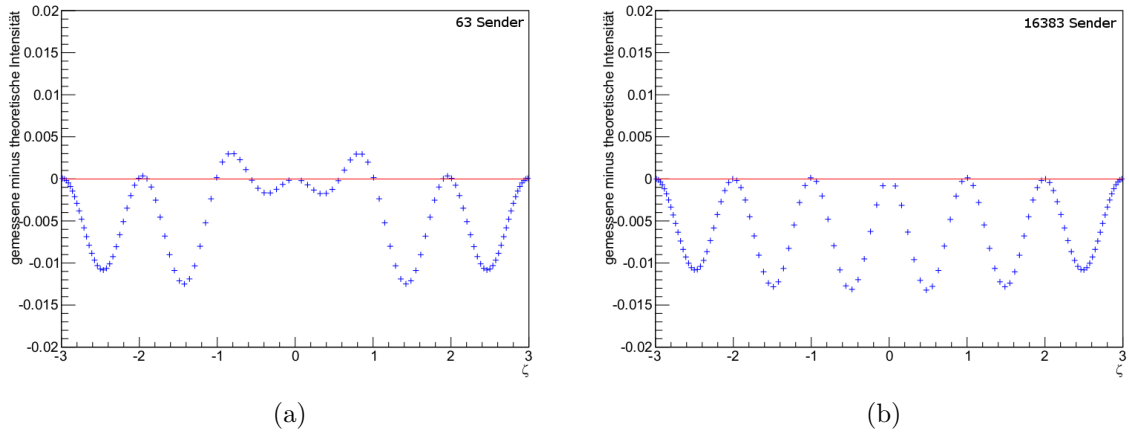


Abbildung 27: Abweichung zwischen simulierten und theoretischen normierten Werten für die Beugung am Einzelspalt bei 63 (links) und 16383 Sekundärquellen (rechts) im Spalt. In blau ist die Abweichung und in rot der Optimalfall keiner Abweichung zu sehen.

In Abbildung 26 sind die simulierten Daten für 7, 63 und 16383 Sender (im 2 cm breiten Spalt) der Theorie gegenübergestellt. Zwischen 7 und 63 Sendern lässt sich eine deutliche Annäherung der Simulationsdaten an die theoretischen Werte erkennen, jedoch sind die simulierten Werte für 63 und 16383 Sender sehr ähnlich. Die immer noch vorhandene Abweichung von der Theorie bei 16383 Sendern ergibt sich, weil das Huygens-Fresnelschen-Prinzip nur als Näherung gilt, die mit zunehmendem Abstand zur Mitte schlechter wird. Die Ähnlichkeit der Beugungsmuster von 63 und 16383 Sendern legt nahe, dass nur noch eine geringfügige Verbesserung durch die Hinzunahme weiterer Sender zu erreichen ist, sobald mindestens 60 Sender simuliert werden. Vergleicht man, wie in Abbildung 27 zu sehen, die Abweichung der simulierten von den theoretischen Werten für 63 und 16383 Sender, so stellt man überraschenderweise fest, dass die Abweichung zur Theorie bei 63 Sendern meistens kleiner ist als bei 16383 Sendern. Die Ursache hierfür liegt in dem Zusammenspiel von zwei Effekten. Die Näherung des Huygens-Fresnelschen-Prinzips führt dazu, dass die Werte nach außen hin prozentual immer stärker nach unten von der Theorie abweichen. Dagegen sorgt die Verwendung von weniger sekundären Quellen dafür, dass das Beugungsmuster breiter wird (vgl. Abbildung 26 für 7 und 63 Sender), wodurch die Werte “hinter” einem Maximum zu groß und “davor” zu klein sind. Diese beiden Effekte heben sich für 63 Sender im Bereich des zentralen Maximums ( $\zeta = -1 \dots 1$ ) gegenseitig auf, so dass die Abweichung von Simulation und Theorie dort höchstens 0,3% der maximalen Intensität beträgt.

Die Analyse der Positionierung der Sekundärquellen im Spalt zeigt, dass mit Hilfe des *Raytracers* eine gute Übereinstimmung von Simulation und Theorie erreicht werden kann bei einer Senderdichte von 30 Sendern/cm. Um zu überprüfen, wie genau die mit Sekundärquellen im Spalt simulierten Werte in einem etwas komplizierteren Szenario noch sind, wird im Folgenden zusätzlich noch eine kreisförmige Blende als Beugungsobjekt untersucht.

### 3.3.2 Kreisförmige Blende

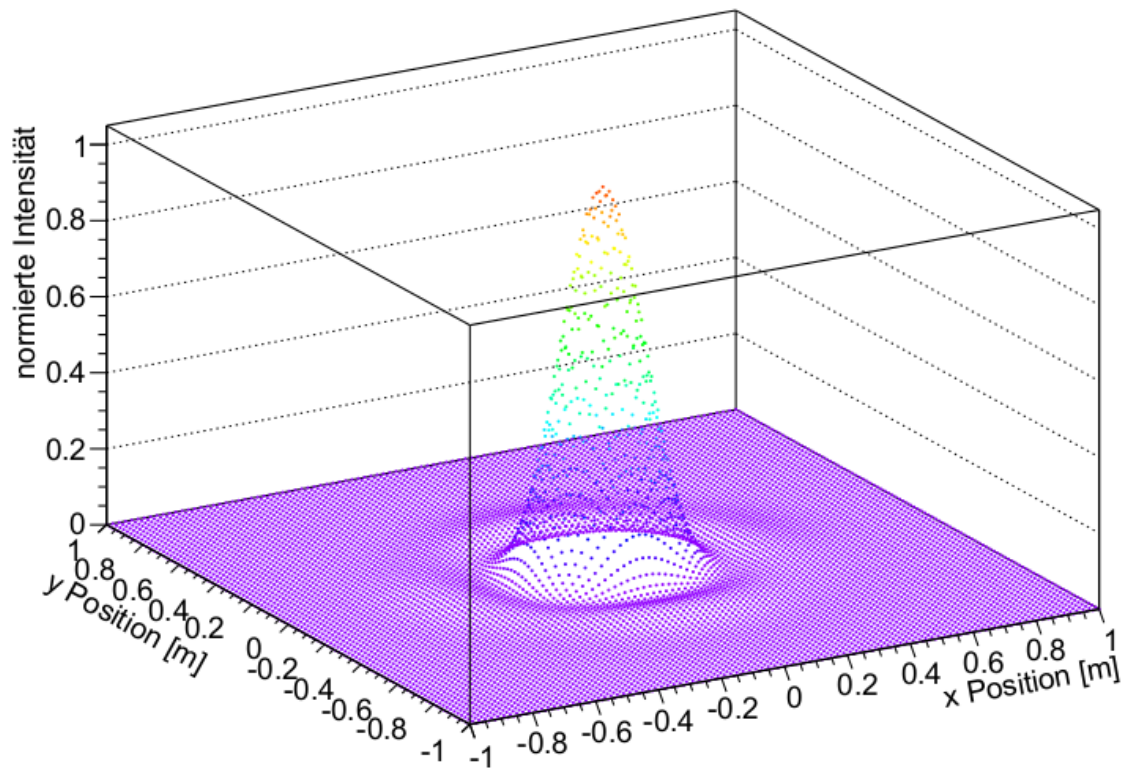
Für weitere Tests der Beugungssimulation bietet sich eine kreisförmige Blende aus zwei Gründen an. Erstens gibt es eine exakte theoretische Lösung für das Fernfeld und zweitens handelt es sich um einen explizit zweidimensionalen Beugungseffekt, wodurch eventuelle Probleme in der weiteren Dimension erkannt werden können. Als Beugungsobjekt wird eine kreisförmige Blende mit einem Radius von 1 cm gewählt und der ‘‘Schirm’’ vom eindimensionalen Fall auf ein Gitter aus  $101 \times 101 = 10201$  Empfängern ( $2\text{ m} \times 2\text{ m}$ ) erweitert. Die theoretischen Werte ergeben sich, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, zu

$$I(\theta) = I_0 \frac{J_1^2[2\pi \frac{R}{\lambda} \sin(\theta)]}{(2\pi \frac{R}{\lambda} \sin(\theta))^2} =: I_0 \frac{J_1^2[\zeta]}{\zeta^2} \quad (14)$$

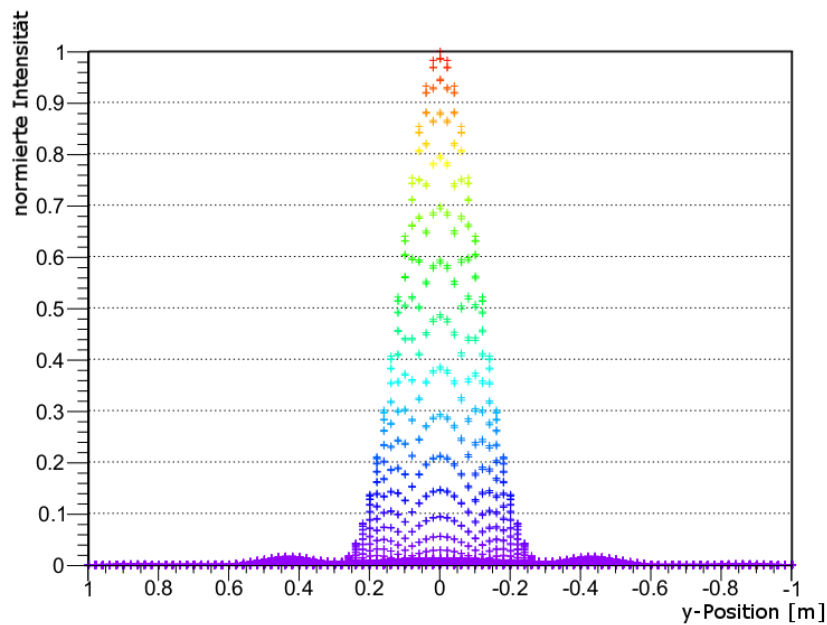
Mit einer Senderdichte innerhalb der Blende von  $900/\text{cm}^2$  und einer gitterförmigen Ausrichtung ergibt sich das in Abbildung 28a dargestellte, normierte Interferenzmuster. Die Senderdichte wird basierend auf den Ergebnissen des Einzelspaltszenarios gewählt, so dass in jeder Dimension 30 Sender pro cm platziert werden. Beim Interferenzmuster ist, außer dem stark ausgeprägten zentralen Maximum, auch das erste Minimum in Abbildung 28b zu erkennen. Somit zeigt sich auf den ersten Blick eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage.

Für den genaueren Vergleich dienen Abbildung 29a und 29b in denen die Abweichung zur Theorie für alle Messpunkte und der Vergleich zweier Schnitte durch das Interferenzmuster mit den theoretischen Werten zu sehen ist. Die Schnitte werden parallel zur y-Achse und diagonal durch das zentrale Maximum gelegt, um eine Richtungsabhängigkeit der Simulation zu überprüfen. Durch das Sender-Gitter werden die x- und y-Richtung ausgezeichnet und die vorhandene Rotationssymmetrie um die z-Achse gebrochen, wodurch zu erwarten ist, dass die Simulation in der diagonalen Richtung andere Werte als in x- oder y-Richtung liefert.

Der Vergleich zeigt jedoch zusätzlich zu dieser erwarteten Symmetriebrechung eine Asymmetrie der x- und y-Richtung. Um zu überprüfen, wie diese Abweichung zu Stande kommt, wird das Gitter aus Empfängern um einen halben Gitterabstand in y-Richtung verschoben und wieder Simulation und Theorie verglichen. Die Verschiebung des Empfängergitters ist gleichbedeutend mit einer Verschiebung des Sendergitters, da nur die relative Position von Sendern und Empfängern relevant ist. Wie in Abbildung 30 zu sehen, verschwindet dadurch sowohl die Asymmetrie zwischen x- und y-Richtung als auch fast vollständig der eigentlich erwartete Unterschied zwischen der Diagonalen und der x- oder y-Richtung. Daraus lässt sich schließen, dass die beobachtete Asymmetrie in x- und y-Richtung durch Rundungseffekte bei der Positionierung der Sender entsteht und sich wie erwartet nicht durch die Simulation selbst ergibt. Diese These wird unterstützt durch die ‘‘doppelten’’ Punkte des diagonalen Schnitts in Abbildung 29b, die zeigen, dass die Sender nicht perfekt symmetrisch um  $x = 0 = y$  positioniert sind. Außerdem ist die Abweichung von Simulation und Theorie in diesem Fall mit unter 2% kleiner als für das nicht verschobene Empfänger-Gitter. Für eine Abschätzung des Fehlers ist jedoch die größte Abweichung von Simulation und Theorie unabhängig von

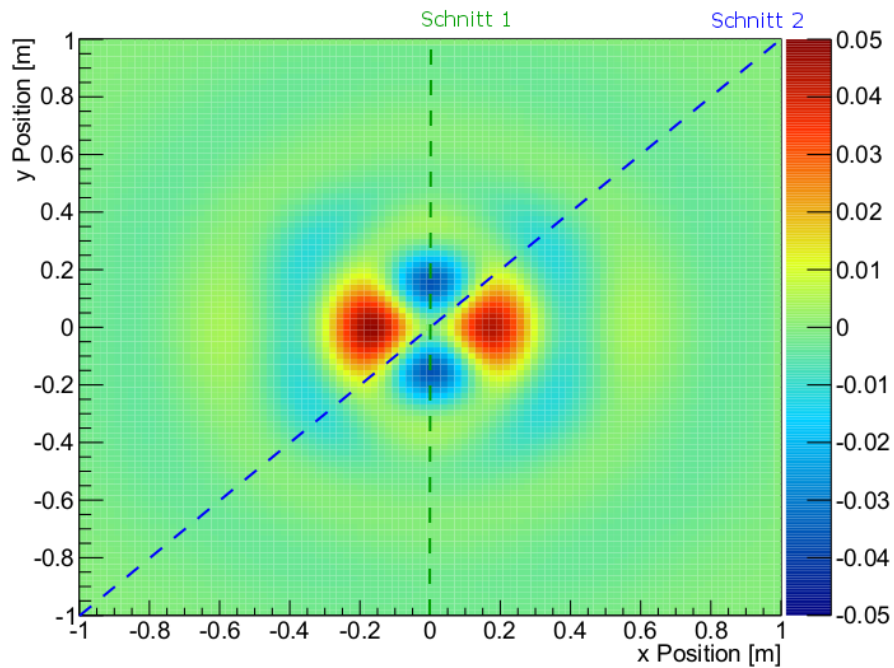


(a) Normiertes Interferenzmuster in schräger Ansicht

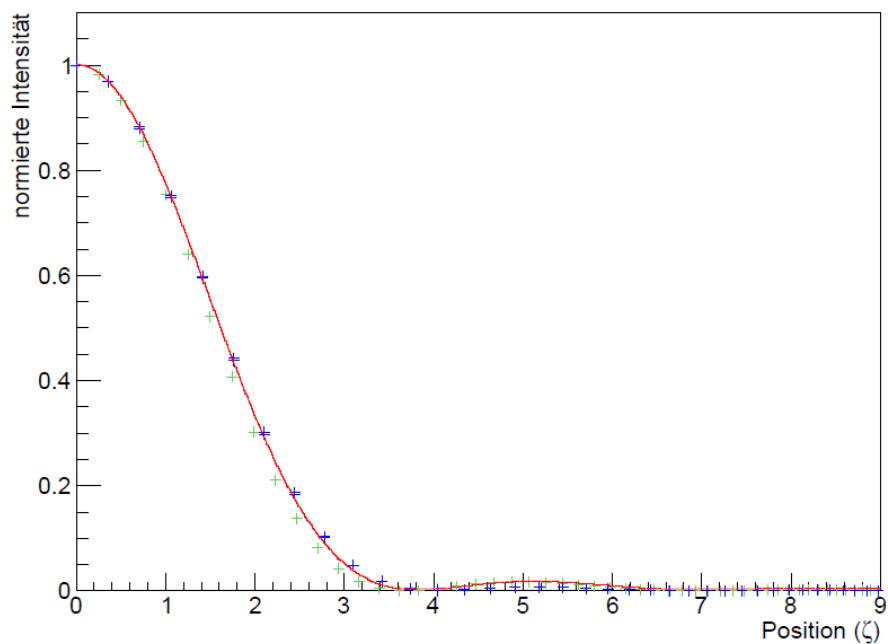


(b) Normiertes Interferenzmuster in seitlicher Ansicht

Abbildung 28: Normiertes Interferenzmuster im Abstand von 1 m, als Ergebnis der Simulation einer kreisförmigen Blende mit Radius 1 cm bei einer Wellenlänge von 5 mm.



(a) Abweichung zwischen Simulation und Theorie in Draufsicht. Eine Differenz von 0,01 bedeutet, dass die simulierten Werte 1% der maximalen Intensität über dem theoretischen Wert liegen.



(b) Rot: Theorie; Grün: Schnitt parallel zur y-Achse; Blau: Diagonaler Schnitt (beide Schnitte gehen durch das zentrale Maximum und sind in Abbildung 29a eingezeichnet)

Abbildung 29: Abweichung des normierten simulierten vom normierten theoretischen Interferenzmuster.

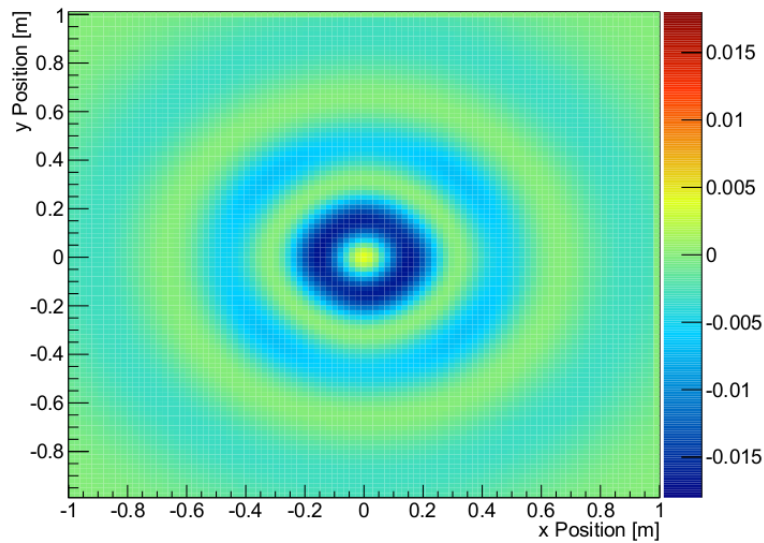


Abbildung 30: Abweichung des normierten simulierten vom normierten theoretischen Interferenzmuster für ein, um 1 cm in y-Richtung verschobenes Empfänger-Gitter.

der Positionierung der Empfänger relevant, die in Abbildung 29a zu sehen ist und 5% der maximalen Intensität beträgt.

Somit ist es auch für den zweidimensionalen Fall der kreisförmigen Blende möglich Beugung mit einer guten Genauigkeit durch einen *Raytracer* zu simulieren. Fehler durch die zu erwartende Asymmetrie aufgrund der Wahl einer x-y-Gitterstruktur für die Sekundärquellen, sind nach diesen Berechnungen kleiner als Effekte die durch Rundungsfehler innerhalb der Simulation auftauchen.

Vermutlich lassen sich die Rundungsfehler unterdrücken, indem die Berechnungen des *Raytracers* in doppelter Genauigkeit durchgeführt werden. Diese Möglichkeit wird im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht untersucht. Um Beugung für beliebige Geometrien zu simulieren, müssen die Beugungsobjekte (z. B. Spalte oder Blenden) als eigenständige Flächen in die Geometrie eingebaut werden und der *Raytracer* iterativ alle Sekundärquellen der getroffenen Beugungsobjekte berechnen. Das empfangene Signal ergibt sich letztendlich als Überlagerung aller gefundenen Pfade zwischen Sender und Empfänger. Mit dieser Methode können jedoch nur gleichmäßig ausgeleuchtete Beugungsobjekte simuliert werden, wodurch auch die Berechnung von Beugung für Objekte, deren Tiefe nicht vernachlässigt werden kann, im Allgemeinen nicht möglich ist.

### 3.4 Rechenleistung

Die benötigte Rechenzeit ist bei der Simulation von elektromagnetischen Wellen von Interesse, da die Berechnung der Wellenausbreitung meistens rechenintensiv ist. Daher soll an dieser Stelle, anhand von Beispielen, ein Einblick in die zur Simulation notwendi-

gen Zeit gegeben werden. Eine genauere Betrachtung der Rechenleistung des *Raytracers* findet sich in [10]. Die Simulationen in dieser Arbeit wurden auf einem Computer mit 6 Kernen eines 'Intel Core i7-3930K' CPU (*central processing unit*) mit 3,2 GHz, 64-Bit Betriebssystem, 16 GB RAM (*random access memory*) Arbeitsspeicher und einer 'NVIDIA GeForce GTX 680' Grafikkarte mit 4 GB dediziertem Grafikspeicher durchgeführt.

Die benötigte Simulationsdauer variiert deutlich zwischen verschiedenen Szenarien und hängt außerdem von der Anzahl an insgesamt und pro Iteration abgeschossenen Strahlen ab. Die Iterationen ergeben sich, weil der *Raytracer* nicht alle Strahlen gleichzeitig, sondern in mehreren Schritten eine vorher einstellbare Anzahl an Strahlen simuliert. Wird in jeder Iteration die Grafikkarte optimal ausgenutzt, ist die benötigte Simulationsdauer minimal. Auf dem in dieser Arbeit verwendeten System dauert beispielsweise die Simulation von  $10^6$  Strahlen, mit  $10^5$  Strahlen pro Iteration bei einem Sender und Empfänger, für die Konferenzraumgeometrie (vgl. Abschnitt 3.1.1) 4,7 s. Zum Vergleich ist die Simulationsdauer in einer leeren Geometrie, bei einem Sender und Empfänger ( $10^6$  Strahlen, mit  $10^5$  Strahlen pro Iteration), mit 2,9 s aufgrund der einfacheren Geometrie um 38 % kürzer. Sehr lange Simulationsdauern ergeben sich durch die Verwendung vieler Sender und Empfänger. Dies zeigt sich für die durchgeführten Beugungssimulationen bei denen ungefähr 17 Stunden für die 16383 Sender und 101 Empfänger beim Einzelspalt und ungefähr 12,5 Stunden für die 2818 Sender und  $10201 = 101 \times 101$  Empfänger bei der kreisförmigen Blende benötigt werden.

Bei den Beugungssimulationen ist jedoch zu beachten, dass für jeden Sender die Geometrie neu geladen wird, da der *Raytracer* in seiner jetzigen Version nur einen Sender simulieren kann. Außerdem ist für eine Analyse von Funkübertragung mit Beugung im Allgemeinen nur ein Empfänger relevant, wodurch sich der Simulationsaufwand deutlich verringern würde. Insgesamt zeigt sich bei der Verwendung des *Raytracers*, dass die Simulationsdauer eines (zusätzlichen) Senders auf dem verwendeten Computer in der Größenordnung von 4 s liegt und damit wesentlich mehr Zeit in Anspruch nimmt, als die Simulation eines zusätzlichen Empfängers.

## 4 Fazit

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen mit Hilfe des *Raytracers* dienen dazu, ein besseres Verständnis für Funkübertragungen bei 60 GHz innerhalb eines Detektors zu bekommen und die Möglichkeit der Beugungssimulation mit einem *Raytracer* zu untersuchen. Für die Analyse der Funkübertragungen wurde, als ein Beispiel für eine Anwendung, die Geometrie einer "Scheibe" von einer Lage des Silizium-Streifendetektors des ATLAS-Detektors verwendet. Bei dieser Geometrie ergibt sich eine empfehlenswerte Höhe der Abschirmung von 1 cm. Im Fall der Beugungssimulation zeigt sich, dass ein *Raytracer* dazu verwendet werden kann Beugung zu simulieren.

Es konnte gezeigt werden, dass für eine stabile Datenübertragung in der, an den Silizium-Streifendetektor des ATLAS Detektors angelehnten, verwendeten Geometrie eine Abschirmung von Sendern und Empfängern notwendig ist. Für diese zeigt sich eine deutliche Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses bis zu einer effektiven Höhe von 1 cm. Dieser Wert sollte jedoch nochmals genauer überprüft werden wenn die experimentell ermittelten Materialkonstanten für die Abschirmung vorliegen, um die Gültigkeit der hier verwendeten Näherungen zu überprüfen und einen besseren Einblick in den Einfluss der Abschirmung auf die Datenübertragung zu erhalten. Nach den hier durchgeführten Simulationen erscheint ein Signal zu Rausch Verhältnis von 16 erreichbar, bei dem sich eine radiale kabellose Datenauslese für die verwendete Geometrie realisieren lässt.

Für die Simulation von Beugung mit einem *Raytracer* ist die Kantendetektion und anschließende Positionierung von Sekundärquellen nicht geeignet. Werden die Sekundärquellen jedoch innerhalb des Beugungsobjekts wie beispielsweise einem Einzelspalt verteilt, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Simulation und Theorie. Oszillationen der Lösungen mit der theoretischen Kurve als Einhüllenden wie in [27] traten nicht auf. Bei einer Dichte an Sekundärquellen von 31,5 pro cm (16 pro Wellenlänge) konnte für einen Einzelspalt von 2 cm Breite das zentrale Maximum bis auf 0,3% der maximalen Intensität genau simuliert werden. Eine Verallgemeinerung auf den zweidimensionalen Fall einer kreisförmigen Blende bestätigte die gute Übereinstimmung mit der Theorie, jedoch zeigte sich in diesem Fall wie wichtig die gleichmäßige Verteilung der Sekundärquellen ist. Mit einem Fehler von ungefähr 5% der maximalen Intensität eignet sich somit ein *Raytracer* für die Simulation von Beugung durch ein Sekundärquellenmodell basierend auf dem Huygens-Fresnelschen-Prinzip.



### **Erklärung**

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

Heidelberg, den 28. Februar 2013,

## Literatur

- [1] CERN. *The next step for the Large Hadron Collider*. <http://hilumilhc.web.cern.ch/HiLumiLHC/index.html>. [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [2] ATLAS Experiment © 2012 CERN. *ATLAS Experiment © 2012 CERN*. <http://www.atlas.ch/photos/full-detector-cgi.html>. [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [3] Dong Su Andy Haas. *The SLAC ATLAS group*. <https://confluence.slac.stanford.edu/display/Atlas/Overview+of+SLAC+ATLAS>. [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [4] Wikipedia. *Wireless Local Area Network*. <https://de.wikipedia.org/wiki/WLAN>. [Online; Stand Januar-2013]. 2013.
- [5] Gerhard Fettweis. *Neuer W-LAN-Rekord: Drahtlose Übertragung einer Spielfilm-DVD in knapp 5 Sekunden*. [http://tu-dresden.de/aktuelles/newsarchiv/2009/10/wlanrekord/newsarticle\\_view](http://tu-dresden.de/aktuelles/newsarchiv/2009/10/wlanrekord/newsarticle_view). [Online; Stand Januar-2013]. 2013.
- [6] P.R.T. Munro B. Eastley und P. Török. *Vectorial ray tracing*. [http://www3.imperial.ac.uk/photonics/staff/academic\\_staff/ptgroup/research\\_topics/ray](http://www3.imperial.ac.uk/photonics/staff/academic_staff/ptgroup/research_topics/ray). [Online; Stand Januar-2013]. 2013.
- [7] Takao Onoye Masashi Okada und Wataru Kobayashi. „A Ray Tracing Simulation Of Sound Diffraction Based On Analytic Secondary Source Model“. In: *EUSIPCO 2011* (2011).
- [8] A. Appel. *Some techniques for shading machine rendering of solids*. 1968.
- [9] Turner Whitted. *An Improved Illumination Model for Shaded Display*. 1980.
- [10] Technische Universität Berlin; Leszek Raschkowski. *Diplomarbeit (2012): Weiterentwicklung und Ausbau eines GPU-basierten Raytracers zu einem deterministischen, polarimetrischen Wellenausbreitungssimulator*.
- [11] NVIDIA. *NVIDIA OptiX ray tracing engine*. <https://developer.nvidia.com/optix>. [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [12] NVIDIA. *Was ist CUDA?* [http://www.nvidia.de/object/what\\_is\\_cuda\\_new\\_de.html](http://www.nvidia.de/object/what_is_cuda_new_de.html). [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [13] S.K. Islam und M.R. Haider. *Sensors and Low Power Signal Processing*. Springer US, 2010. ISBN: 9780387793924.
- [14] Bildquelle Wikipedia. *Frequenzmodulation*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Frequenzmodulation>. [Online; Stand Januar-2013]. 2013.
- [15] Fachbereich E II. *Digitale Modulationsverfahren*. 1999.
- [16] Christian Dreier. *Modulation und Elementarsignale*. [http://melville.uni-klu.ac.at:8080/greybox/m01/301\\_PC\\_2.html](http://melville.uni-klu.ac.at:8080/greybox/m01/301_PC_2.html). [Online; Stand Januar-2013]. 2013.
- [17] John David Jackson. *Classical Electrodynamics, 3rd Ed*. Wiley India Pvt. Limited, 2007. ISBN: 9788126510948.

- [18] Bildquelle Wikipedia. *Reflexion (Physik)*. [https://de.wikipedia.org/wiki/Reflexion\\_\(Physik\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Reflexion_(Physik)). [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [19] Wikipedia. *Huygens-Fresnel principle*. [https://en.wikipedia.org/wiki/Huygens-Fresnel\\_principle](https://en.wikipedia.org/wiki/Huygens-Fresnel_principle). [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [20] Universität Wien. *Optik*. [http://www.univie.ac.at/mikroskopie/pdf/1-2\\_optik.pdf](http://www.univie.ac.at/mikroskopie/pdf/1-2_optik.pdf). [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [21] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2008. ISBN: 9783540682103.
- [22] PCE Deutschland GmbH. *Samplerate beim Oszilloskop*. [http://www.pce-instruments.com/deutsch/messtechnik-im-online-handel/messgeraete-fuer-alle-parameter/oszilloskop-pce-holding-gmbh-oszilloskop-pce-dso8060-det\\_26094.htm](http://www.pce-instruments.com/deutsch/messtechnik-im-online-handel/messgeraete-fuer-alle-parameter/oszilloskop-pce-holding-gmbh-oszilloskop-pce-dso8060-det_26094.htm). [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [23] W.H. Press u. a. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press, 2007. ISBN: 9780521880688.
- [24] ATLAS Collaboration. *ATLAS photos*. <http://www.atlas.ch/photos/inner-detector-combined.html>. [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [25] ATLAS Collaboration. *ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE - Technical Design Report Volume I*. [http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/physics\\_tdr/printout/Volume\\_I.pdf](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/physics_tdr/printout/Volume_I.pdf). [Online; Stand Februar-2013]. 1999.
- [26] Steve Playfer. *Waves in Conductors*. <http://www2.ph.ed.ac.uk/~playfer/EMlect15.pdf>. [Online; Stand Februar-2013]. 2013.
- [27] Virginia Tech University; Katherine L. Coffey. *Master thesis (1998): Next-Generation Earth Radiation Budget Instrument Concepts*.