

# 1 Antennen

Das Kapitel fasst die wesentlichen Eigenschaften von Antennen zusammen, die für den Entwurf des externen Kalibrierverfahrens relevant sind [56–61]. Zunächst werden das Strahlungsfeld einer Antenne und die Fernfeldbedingungen beschrieben. Anschließend folgt die Darstellung der Polarisation, die aufgrund der verwendeten zirkular polarisierten Patchantennen eine große Bedeutung für das externe Kalibrierverfahren besitzt. Die wichtigsten Eigenschaften von planaren Antennenfeldern werden aufgezählt und es wird auf die gängigen Arten von zirkular polarisierten Patchantennen eingegangen. Das Kapitel schließt mit einer Beschreibung der Topologie des Sendedemonstrators des Vorhabens Santana II.

## 1.1 Strahlungsfeld von Antennen

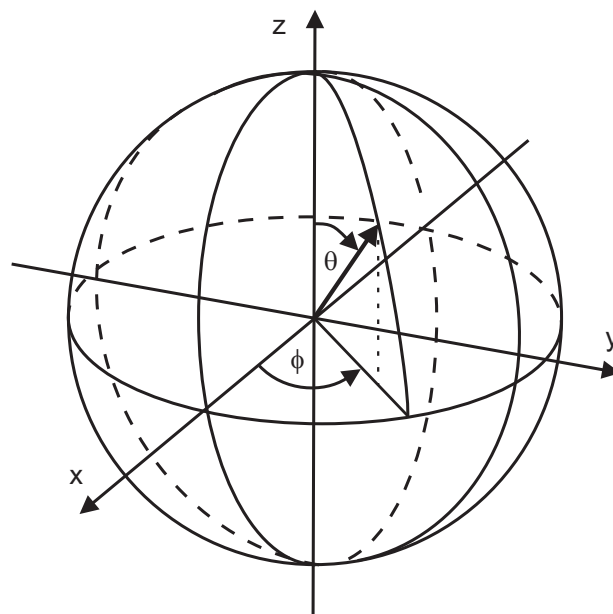


Bild 1.1: Koordinatensystem zur Charakterisierung des Strahlungsfelds.

Die Abtastung des Strahlungsfelds einer Antenne erfolgt üblicherweise in dem in Bild 1.1 gezeigten Kugelkoordinatensystem [56]. Der Ursprung des Koordinatensystems wird für gewöhnlich in den geometrischen Mittelpunkt der Antenne oder in ihr Phasenzentrum gelegt. Eine Charakterisierung des Strahlungsfelds kann im Nah- und Fernfeld erfolgen. Im Nahfeld einer Antenne sind die reaktiven Feldkomponenten gegenüber den strahlenden nicht vernachlässigbar und die Strahlungscharakteristik ist abhängig vom Abstand  $r$  zur Antenne [58,59,62]. Das Nahfeld geht allmählich in das Fernfeld über, wo das Strahlungsfeld lokal als ebene Welle betrachtet werden kann, sämtliche Feldkomponenten eine  $\frac{e^{-jkr}}{r}$ -Abhängigkeit ( $k$ : Wellenzahl) aufweisen und die Strahlungscharakteristik entfernungsunabhängig ist. Der Fernfeldabstand  $r_F$  kann wie

folgt abgeschätzt werden:

$$r_F > \frac{2D^2}{\lambda}, \quad (1.1)$$

$$r_F \gg D, \quad r_F \gg \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (1.2)$$

$\lambda$  ist die Wellenlänge und  $D$  die größte geometrische Abmessung der Antenne. Die Bedingungen in Formel (1.2) werden bei der Herleitung von Formel (1.1) gewöhnlich vorausgesetzt. In den meisten Fällen wird das Strahlungsfeld im Fernfeld der Antenne vermessen, wo die einzelnen Komponenten des elektrischen Feldes wie folgt dargestellt werden können [56]:

$$E(r, \theta, \phi) = \widehat{E}(\theta, \phi) e^{j\Psi(\theta, \phi)} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (1.3)$$

$$= \underline{E}(\theta, \phi) \frac{e^{-jkr}}{r}. \quad (1.4)$$

$\widehat{E}(\theta, \phi)$  ist das Amplitudendiagramm und  $\Psi(\theta, \phi)$  das Phasendiagramm der Antenne, beide Diagramme sind im komplexen Richtdiagramm  $\underline{E}(\theta, \phi)$  zusammengefasst. Das Phasenzentrum einer Antenne ist definiert als der Ort, an welchem die Phasenfronten des Strahlungsfelds entstehen, und muss nicht notwendigerweise mit dem geometrischen Zentrum zusammenfallen. Die Platzierung des Ursprungs des Koordinatensystems im Phasenzentrum der Antenne ist besonders vorteilhaft, da das Phasendiagramm in diesem Fall winkelunabhängig ist. Allerdings existiert bei den meisten Antennen kein Phasenzentrum, welches für den vollen Raumwinkel Gültigkeit besitzt. Dennoch kann meist ein Punkt gefunden werden, bei dem die Winkelabhängigkeit möglichst gering ist [63–65]. Für eine vollständige Charakterisierung des Strahlungsfelds einer Antenne ist die Messung des komplexen Richtdiagramms der ko- und kreuzpolaren Feldkomponenten  $\underline{E}_{co}(\theta, \phi)$  und  $\underline{E}_{xo}(\theta, \phi)$  bei jeder Betriebsfrequenz  $f$  erforderlich [56]. Das abgestrahlte elektrische Feld einer Antenne  $\vec{E}_{tot}(r, \theta, \phi)$  ergibt sich somit zu:

$$\vec{E}_{tot}(r, \theta, \phi) = [\underline{E}_{co}(\theta, \phi) \vec{e}_{co} + \underline{E}_{xo}(\theta, \phi) \vec{e}_{xo}] \frac{e^{-jkr}}{r}, \quad (1.5)$$

wobei  $\vec{e}_{co}$  und  $\vec{e}_{xo}$  die Einheitsvektoren der gewählten Basis sind. Es ist ausreichend, das Strahlungsfeld anhand des elektrischen Feldes zu analysieren, da das magnetische Feld  $\vec{H}$  orthogonal zu dem elektrischen Feld steht und nur über den Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung  $\vec{e}_r$  und die Impedanz des Freiraums  $\eta$  mit diesem verknüpft ist:  $\eta \vec{H} = \vec{e}_r \times \vec{E}$  [61]. Zur Messung werden üblicherweise Hornantennen eingesetzt, die besonders polarisationsrein sind.

## 1.2 Polarisation

Die lokale Polarisation des Strahlungsfelds  $P(\theta, \phi)$  ergibt sich für jeden Blickwinkel aus dem Verhältnis der ko- und kreuzpolaren Feldkomponenten nach Formel (1.5) und kann durch einen komplexen Vektor beschrieben werden [56]. Die Polarisation ist im allgemeinen Fall elliptisch wie die Illustration in Bild 1.2 zeigt. Drei Parameter sind erforderlich, um den lokalen Polarisationszustand des Strahlungsfelds vollständig zu beschreiben: das Achsenverhältnis (engl. axial ratio) der Hauptachse zur Nebenachse  $AR = E_h/E_n$ , die Umlaufrichtung der Ellipse und die räumliche Orientierung der Ellipse, angegeben durch den Kippwinkel  $\tau$  [56].

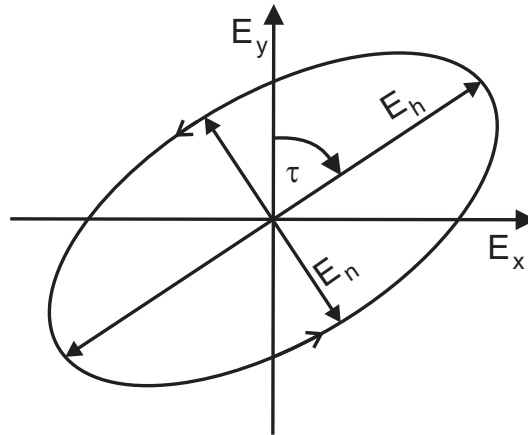


Bild 1.2: Polarisationsellipse einer elektromagnetischen Welle.

Für manche Problemstellungen ist es vorteilhaft, die gewählte Polarisationsbasis in eine andere zu transformieren. Hierfür werden im Folgenden, ausgehend von der natürlichen Zerlegung des Feldes in  $\underline{E}_\theta$  und  $\underline{E}_\phi$ , die sich direkt aus dem Koordinatensystem nach Bild 1.1 ergibt, Transformationsformeln angegeben. Zur Umrechnung in horizontale (x-Achse) und vertikale (y-Achse) Feldkomponenten  $\underline{E}_{h,co}$  und  $\underline{E}_{v,xo}$  wird die dritte Definition nach Ludwig benutzt [66, 67]:

$$\underline{E}_{h,co} = \underline{E}_\theta \cos \phi - \underline{E}_\phi \sin \phi \quad (1.6)$$

$$\underline{E}_{v,xo} = \underline{E}_\theta \sin \phi + \underline{E}_\phi \cos \phi \quad . \quad (1.7)$$

Für die Umrechnung in links- und rechtszirkular polarisierte Feldkomponenten  $\underline{E}_{lc}$  und  $\underline{E}_{rc}$  ergibt sich:

$$\underline{E}_{lc} = \frac{\underline{E}_\theta - j\underline{E}_\phi}{\sqrt{2}} \quad (1.8)$$

$$\underline{E}_{rc} = \frac{\underline{E}_\theta + j\underline{E}_\phi}{\sqrt{2}} \quad . \quad (1.9)$$

Alle weiteren Transformationen beispielsweise von linearer nach zirkularer Polarisation können aus den angegebenen Formeln abgeleitet werden.

### 1.3 Abgeleitete Größen

In der späteren Analyse des planaren Antennenfelds wird die Richtwirkung verwendet. Zur Berechnung der Richtwirkung werden einige aus dem Strahlungsfeld abgeleitete Größen benötigt, die im Folgenden definiert werden [58, 59]. Die Strahlungsdichte einer Antenne  $U(\theta, \phi)$  ergibt sich aus dem abgestrahlten Feld nach Formel (1.5) zu:

$$U(\theta, \phi) = \frac{r^2}{2\eta} \left| \vec{\underline{E}}_{tot}(r, \theta, \phi) \right|^2 \quad (1.10)$$

$$= \frac{1}{2\eta} \left[ |\underline{E}_{co}(\theta, \phi)|^2 + |\underline{E}_{xo}(\theta, \phi)|^2 \right] \quad . \quad (1.11)$$

Für die abgestrahlte Leistung  $P_{rad}$  über den vollen Raumwinkel  $\Omega$  folgt:

$$P_{rad} = \oint_{\Omega} U(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi \quad . \quad (1.12)$$

Die Richtwirkung  $D(\theta, \phi)$  ist das Verhältnis der Strahlungsdichte zu der fiktiven Strahlungsdichte eines isotropen Kugelstrahlers:

$$D(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{rad}} \quad . \quad (1.13)$$

Der Antennengewinn  $G(\theta, \phi)$  berücksichtigt zusätzlich Reflexionsverluste und intrinsische Verlustmechanismen der Antenne:

$$G(\theta, \phi) = \frac{e_0}{1 - |\Gamma|^2} D(\theta, \phi) \quad . \quad (1.14)$$

$e_0$  ist die Antenneneffizienz und  $\Gamma$  der Reflexionsfaktor am Eingang der Antenne.

## 1.4 Planare Antennenfelder

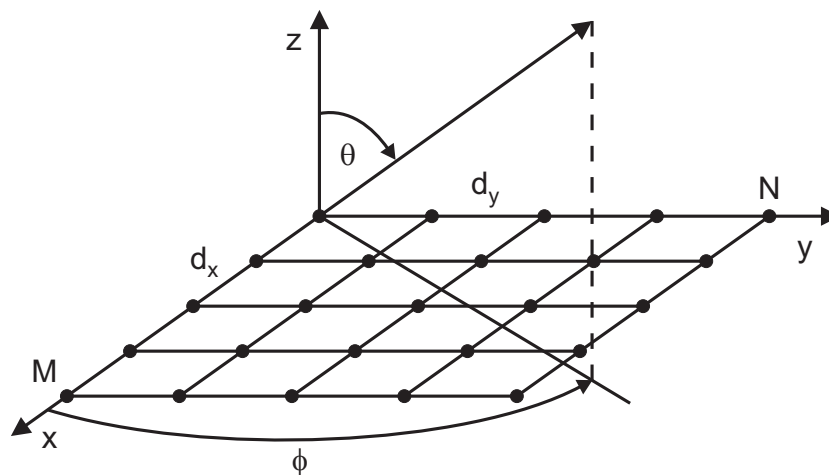


Bild 1.3: Planares Antennenfeld mit Koordinaten.

Bild 1.3 zeigt schematisch ein planares Antennenfeld mit Koordinaten zur Berechnung. Unter Vernachlässigung von Verkopplungseffekten kann die Strahlungscharakteristik eines  $M \times N$ -Antennenfelds mit den Elementabständen  $d_x$  und  $d_y$ , geschwenkt nach  $(\theta_0, \phi_0)$ , aus dem Gruppenfaktor  $\underline{AF}(\theta, \phi)$  [17, 59]

$$\underline{AF}(\theta, \phi) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N L_{mn} e^{j[(mkd_x \sin\theta \cos\phi - m\beta_x) + (nkdy \sin\theta \sin\phi - n\beta_y)]} \quad (1.15)$$

berechnet werden, wobei  $L_{mn}$  die komplexen Amplituden der Einzelemente und  $\Delta\beta_x, \Delta\beta_y$  die

zur Schwenkung erforderlichen Phasenverschiebungen

$$\Delta\beta_x = kd_x \sin \theta_0 \cos \phi_0 \quad (1.16)$$

$$\Delta\beta_y = kd_y \sin \theta_0 \sin \phi_0 \quad (1.17)$$

darstellen. Das komplexe Richtdiagramm des Antennenfelds  $\underline{E}_{AF}(\theta, \phi)$  ergibt sich schließlich mit dem Richtdiagramm des Einzelstrahlers  $\underline{E}_s(\theta, \phi)$  zu:

$$\underline{E}_{AF}(\theta, \phi) = \underline{AF}(\theta, \phi) \cdot \underline{E}_s(\theta, \phi) \quad (1.18)$$

Die Richtwirkung des planaren Antennenfelds kann mit den Formeln (1.10) und (1.13) aus  $\underline{E}_{AF}$  berechnet werden. Um Verkopplungseffekte zu Nachbarelementen zu berücksichtigen, kann das Fernfeld einer Untergruppe des Antennenfelds mit einer Vollwellensimulation berechnet werden. Das so bestimmte Fernfeld beinhaltet alle relevanten Verkopplungen. Zur Berechnung des Fernfelds des Antennenfelds wird die Multiplikation nach Formel (1.18) mit der berechneten Untergruppe ausgeführt. Damit wird eine realistischere Beschreibung der Strahlungscharakteristik des Antennenfelds erzielt [68]. Zur Vermeidung von parasitären Hauptkeulen (engl. grating lobes) im nutzbaren Schwenkbereich des Antennenfelds von  $\pm\theta_{max}$ , darf der maximale Elementabstand  $d_{max}$  nicht mehr als

$$d_{max} < \frac{1}{1 + \sin \theta_{max}} \lambda \quad (1.19)$$

in x- und y-Richtung betragen [17]. Für den spezifizierten Schwenkbereich der Demonstratoren im Vorhaben Santana von  $60^\circ$  folgt damit ein maximaler Elementabstand von  $0,54\lambda$ . Bei Wahl des in der Einleitung erwähnten Elementabstands einer halben Wellenlänge treten demnach keine parasitären Hauptkeulen auf.

## 1.5 Zirkular polarisierte Patchantennen

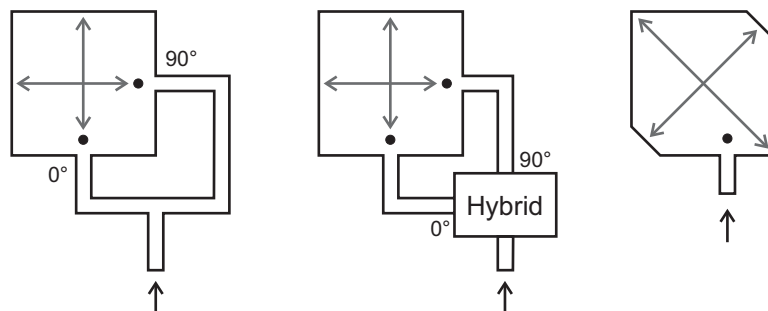


Bild 1.4: Übliche Ausführungen von zirkular polarisierten Patchantennen.

Zirkulare Polarisation bietet für mobile Anwendungen den Vorteil, dass auf eine Polarisationsnachführung verzichtet werden kann. Aus diesem Grund werden zirkular polarisierte Patchantennen zur Realisierung der Gruppenantennen im Vorhaben Santana eingesetzt. Diese Antennenelemente besitzen im Vergleich zu linear polarisierten Strahlern einen relativ komplexen Aufbau. Bild 1.4 zeigt die drei gängigen Methoden, um zirkulare Polarisation mit Patchantennen zu erzeugen [69].

Das gemeinsame Funktionsprinzip basiert darauf, durch die Speisung zwei orthogonale Moden auf dem Patch anzuregen, die in Quadratur zueinander stehen. Die erste Methode (Bild 1.4, links) ist der direkteste Ansatz. Die beiden orthogonalen Moden eines quadratischen Patches (graue Pfeile) werden durch zwei Speiseleitungen angeregt. Die Länge des einen Speisearms wird so dimensioniert, dass das Speisesignal eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  gegenüber dem anderen Arm aufweist. Das Eingangssignal wird mit einem reaktiven Teiler auf beide Arme aufgeteilt. Die Polarisationsreinheit bei dieser Art der Anregung hängt im Wesentlichen von den Eingangsreflexionen an den beiden Speisepunkten ab. Reflektierte Signalanteile erscheinen an der jeweils anderen Speisestelle und werden dort ebenfalls abgestrahlt. Aufgrund der Konfiguration des Speisernetzwerks ergibt sich, dass die parasitäre Abstrahlung in der Kreuzpolarisation erfolgt. Abseits der Resonanzfrequenz des Patches verringert sich die Anpassung, damit steigt die parasitäre Abstrahlung und das Achsenverhältnis verschlechtert sich zunehmend. Die Bandbreite eines akzeptablen Achsenverhältnisses ist somit relativ gering. Die Verwendung eines weiteren Einspeisepaares bzw. die sequentielle Rotation mehrerer Einspeisepunkte innerhalb des Patches unterdrückt die parasitäre Abstrahlung und verbessert somit das Achsenverhältnis. Allerdings ist der schaltungstechnische Aufwand bei dieser Lösung deutlich erhöht [70,71]. Die zweite Methode vermeidet die parasitäre Abstrahlung durch Verwendung eines Hybriden. Die an den Speisepunkten reflektierten Signalanteile erscheinen jetzt am isolierten und abgeschlossenen Tor des Hybriden. Die reflektierte Leistung, die bei Methode eins in der Kreuzpolarisation abgestrahlt wird, wird daher bei Methode zwei nahezu vollständig auf einen Abschluss geführt. Die Bandbreite des Achsenverhältnisses ist damit höher als bei Methode eins. Bei der dritten Methode ist ein Speisepunkt ausreichend. Die beiden orthogonalen Moden werden durch Störung der quadratischen Form des Patches angeregt. Die gängigsten Varianten bestehen in einer Abschrägung der Ecken, Einbringung von Kerben oder im Platzieren eines Schlitzes auf der Diagonalen des Patches [72]. Die Eigenschaften dieser Ausführung entsprechen weitgehend der von Methode eins. Der Vorteil besteht im Wesentlichen in einem sehr kompakten Aufbau, da kein externer Teiler oder Hybrid erforderlich ist.

Aufgrund der kleinen Wellenlängen bei den im Vorhaben Santana benutzten Betriebsfrequenzen von 20 und 30 GHz beträgt der Elementabstand innerhalb des quadratischen Rasters des Antennenfelds nur wenige Millimeter. Die Speisung der Patchantennen kann daher nicht von der Seite, sondern nur durch Feld- bzw. Aperturkopplung oder Durchkontaktierungen innerhalb eines Mehrlagenaufbaus erfolgen [73]. Die ungefähre Lage der Speisepunkte bei Verwendung von Durchkontaktierungen ist in Bild 1.4 aufgeführt (schwarze Punkte).

Wie oben erwähnt verbessert eine sequentielle Rotation der Speisepunkte innerhalb einer zirkular polarisierten Patchantenne deren Polarisationsseigenschaften. Dasselbe trifft auch bei Anwendung des Verfahrens auf ganze Antennenfelder zu. Durch die sequentielle Rotation der Antennenelemente innerhalb des Antennenfelds wird die Polarisationsreinheit deutlich verbessert [74–77]. Das Verfahren kann auch genutzt werden, um aus linear polarisierten Patchantennen zirkulare Polarisation zu erzeugen [78,79]. Die räumliche Drehung der Antennenelemente wird durch einen entsprechenden Versatz der Speisephasen wieder aufgehoben. Durch die sequentielle Rotation befinden sich die abgestrahlten Feldanteile der Kreuzpolarisation in Gegenphase, was insbesondere auf die Hauptstrahlrichtung zutrifft, wo das Strahlungsdiagramm der Kreuzpolarisation eine Nullstelle aufweist. Abseits der Hauptstrahlrichtung kann die Kreuzpolarisation wieder stärker hervortreten [71].