

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1972

MÜNCHEN 1973

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Über den Rahmeneffekt eines aus vertikalen Linearantennen bestehenden Adcock-Peilers. Der Zusammenbruch eines Dogmas

Von Gottfried Eckart*

Herrn Udo Wegner zum 70. Geburtstag gewidmet

Übersicht

In der Theorie des Adcock-Peilers wird als Grundannahme vorausgesetzt, daß die vertikalen Antennen, die ihn bilden, keinerlei horizontale Komponente der elektrischen Feldstärke aufnehmen. Man ist ferner überzeugt, daß etwa aufgenommene solche Komponenten nur durch unvollkommene Abschirmung der horizontalen Gonimeterzuleitung wirksam werden können. Hierin liegt ein Irrtum. Natürlich nimmt eine im freien Raum allein befindliche vertikale Linearantenne nur vertikale Komponenten von E auf; zwei parallele solche Antennen stellen aber ein Stück einer in einer vertikalen Ebene gelegenen Doppelleitung dar; horizontale E -Komponenten zwischen den Leitern ergeben eine Spannung und erzeugen Ströme. Das zwischen beiden Antennen bestehende horizontale E -Feld liefert eine kontinuierliche Verteilung der die Leitung anregenden Spannung.

Nun hat man es im Falle des Adcocks mit zwei verschiedenen horizontalen E -Komponenten zu tun:

1. mit einer senkrecht zur vertikalen Einfallsebene polarisierten Komponente, die somit auch auf der Einfallsebene senkrecht steht und deren Ausschaltung den ursprünglichen Zweck des Adcockpeilers darstellt;

* Der Verfasser dankt den Herren Dr. Wächtler und Dr. Zauscher für den Hinweis auf das vorliegende Problem sowie für zahlreiche sehr förderliche Diskussionen. Herr Dr. Wächtler hat den Ausdruck „Rahmeneffekt“ für das hier behandelte Phänomen geprägt.

2. mit einer Komponente, die beim i. a. schrägen Einfall in der vertikalen Einfallsebene liegt, in der Spur der Einfallsebene mit der horizontalen Ebene und also mit der Richtung der horizontalen Komponente des einfallenden Strahles zusammenfällt.

Im folgenden wird gezeigt, daß die E -Komponente nach 1. eine um 90° verfälschte Peilung liefert, während die Komponente nach 2. „richtige“ Peilungen ergibt.

Die von den genannten E -Komponenten in der Abschlußimpedanz der Antennen herrührenden Ströme werden in Form einer Integraldarstellung angegeben, die sich geschlossen auswerten läßt, und zwar zunächst für einen U -Adcock über unendlich gut leitender Erde. Es muß bei der Berechnung der genannten Ströme natürlich ebenso das einfallende und das am Erdboden reflektierte Feld berücksichtigt werden. Für eine technisch realisierte Adcock-Anlage werden Zahlenwerte berechnet und mit denjenigen verglichen, die von E -Komponenten stammen, die in der vertikalen Ebene polarisiert sind.

Inhalt

1. Ein Adcock-Antennenpaar als Stück einer vertikalen Doppelleitung.
2. Die beiden anregenden horizontalen E -Komponenten und die aus ihnen beziehungsweise resultierenden Spannungsbeläge auf der Leitung.
3. Die in den Belastungswiderständen der beiden Antennen eines Paares durch die horizontalen E -Komponenten induzierten Ströme und die zugehörigen EMKs.
 - 3.1. Die Integraldarstellung von Strom und Spannung in beiden Polarisationsfällen des horizontalen E .
 - 3.1.1. Die Aufstellung der Integraldarstellung für den Strom.
 - 3.1.2. Der „Peilfehler“ von 90° im Falle der E -Polarisation senkrecht zur Einfallsebene und die „richtige“ Peilung im anderen Fall.

- 3.2. Das horizontal angeregte Antennenpaar als Generator in beiden Fällen, seine EMK und sein innerer Widerstand.
- 3.3. Die Ausrechnung der Integraldarstellung in beiden Fällen.
- 3.4. Der Antisymmetrie-Effekt.
4. Numerische Studie des Verhältnisses der von den horizontalen E -Komponenten herrührenden Ströme zu den von dem vertikalen E verursachten für einen U -Adcock über unendlich leitender Erde und Diskussion.
 - 4.1. Im Falle der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten E -Komponente.
 - 4.2. Im Falle der in der Einfallsebene gelegenen horizontalen E -Komponente.
5. Folgerungen.

1. *Ein Adcock-Antennenpaar als Stück einer vertikalen Doppelleitung*

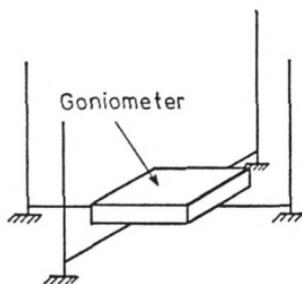


Bild 1. Viermast-Adcock

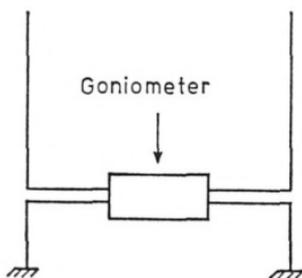


Bild 2. Ein Antennenpaar

In der üblichen Theorie des Adcocks wird stets angenommen, daß bei idealer Abschirmung der horizontalen Goniometer-Zuleitung ein aus vertikalen Linear-Antennen aufgebauter Adcock nur vertikale E -Komponenten aufnimmt. Hier ist folgendes zu bemerken:

Damit eine vertikale Linearantenne keine horizontale E -Komponente aufnehmen kann, muß sie allein im Raum vorhanden sein. Zwei solche Antennen aber, deren Abstand nicht zu groß sein soll, stellen ein Stück einer vertikalen Doppelleitung dar. Eine in der zu peilenden Welle enthaltene, von einer Antenne zur andern gerichtete horizontale E -Komponente liefert einen auf dieser Leitung einfallenden kontinuierlich verteilten Belag einer Anregungsspannung und verursacht einen in dieser Leitung fließenden Strom.

Gewöhnlich sind bei einem Adcock die einzelnen Antennen mit reellen Widerständen belastet, in die sich über die horizontalen sorgfältig abgeschirmten Zuleitungen die Widerstände der Anzeige-Vorrichtungen (z. B. Goniometer der verschiedensten Arten) transformieren (Bild 3).

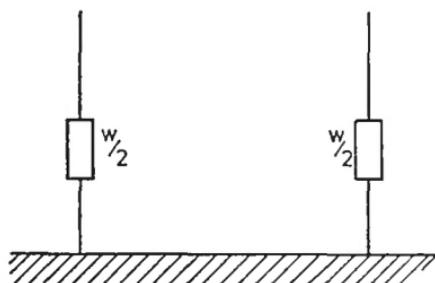


Bild 3. Adcock-Antennenpaar mit Widerstand

Sei $W/2$ ein solcher Widerstand und die Erde unendlich gut leitend, dann ist das vertikale Leitungsstück in $z = 0$ mit W belastet. Das Dielektrikum der Leitung, die Luft, kann als verlustfrei angenommen werden, das Antennenmaterial sei im Grenzfall unendlich gut leitend vorausgesetzt, so daß wir für die aus den beiden Antennen gebildete Leitung schreiben können

$$(1) \quad \text{Wellenwiderstand } Z_{Ltg} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$(2) \quad L = \text{Induktivität der Leitung je m}$$

$$(3) \quad C = \text{Kapazität der Leitung je m}$$

$$(4) \quad R = \text{Ohmscher Widerstand der Leitung je m} \\ \text{was für } R \rightarrow 0 \text{ auf}$$

$$(5) \quad Z_{Ltg} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{j\omega C}} \rightarrow Z_{Ltg} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

führt.

(ω Kreisfrequenz der Welle $\lambda_{Ltg} =$ Wellenlänge auf der Leitung, $\frac{1}{\sqrt{LC}} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{\text{sec}} =$ Lichtgeschw.).

2. Die beiden anregenden horizontalen E -Komponenten und die aus ihnen beziehungsweise resultierenden Spannungsbeläge auf der Leitung.

Wir setzen ein Antennenpaar voraus, das im Abstand d auf der y -Achse symmetrisch zum Nullpunkt liegt und bezeichnen es als „Zweimast-Adcock“. Haben wir es mit einem Adcock aus n Antennen zu tun, so entstehen $n(n-1)/2$ Paare.

Auf jedes derselben müssen nun die folgenden Betrachtungen angewandt werden. (Bild 4 mit zugehöriger Legende.)

Wenn die Welle nicht genau horizontal einfällt, führt sie i. a. auch auf Grund der Wirkung der Ionosphäre zwei horizontale E -Komponenten mit sich:

Zunächst fällt in die Verbindungsebene der beiden Antennen von dem senkrecht zur vertikalen Einfallsebene polarisierten E_Q der Anteil

$$(7) \quad E_{Qy} = E_Q \cdot \cos \varphi$$

wo der Index Q „Querkomponente“ bedeutet. (Bild 4 rechts oben angedeutet.)

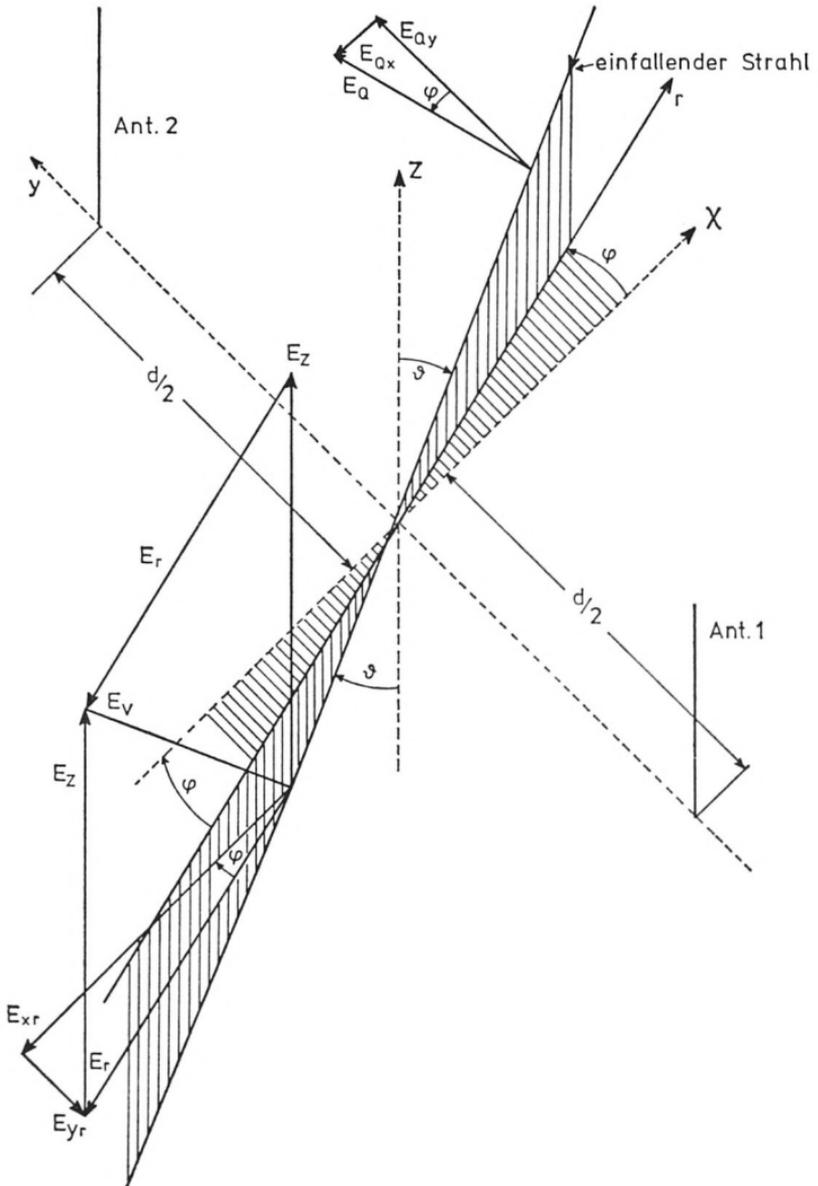


Bild 4. Perspekt. Skizze der Anordnung

Ein x, y, z Koordinatensystem ist punktiert eingezeichnet. Die Einfallsebene der Welle hat in der x, y , Ebene die Spur r , die durch Drehung um φ aus der x -Achse hervorgeht. Die beiden Antennen des betrachteten Paares liegen in $x = 0, y = \pm \frac{d}{2}$. Der Winkelbereich φ in dieser Grundebene ist parallel zur y -Achse schraffiert. Der einfallende Strahl liegt in der Einfallsebene unter

dem Winkel ϑ zur z -Achse. Der Winkelbereich zwischen der Spur r und der Einfallrichtung ist parallel zur z -Achse schraffiert; für negative x ist diese Schraffur in den Bereich negativer z fortgesetzt um Platz für die sogleich darzustellende in der vertikalen Einfallsebene liegende Komponente E_v der elektrischen Feldstärke zu gewinnen. Links unten in Bild 4 ist E_v und seine Komp. E_z und E_r gezeichnet; das E_r hat eine x -Komponente E_{xr} und eine y -Komponente E_{yr} , die in der y -Richtung liegt und zwischen den beiden Antennen eine Spannung hervorruft. Rechts oben ist die „Querfeldstärke“ E_Q gezeichnet, die in ein E_{Qx} und ein E_{Qy} zerfällt, wobei das E_{Qy} eine Spannung zwischen den beiden Antennen hervorruft.

Sodann existiert eine horizontale E -Komponente in der Richtung der Spur der Einfallsebene in der Grundebene. In Bild 4 ist diese links unten angedeutet, als E_r und in ein E_{xr} und ein E_{yr} aufgespalten; in die Verbindungslinie der beiden Antennen fällt E_{yr} . Der Deutlichkeit halber ist in Bild 5 die Einfallsebene in die Zeichenebene geklappt und das in der Einfallsebene gelegene E_v in E_r und E_z zerlegt.

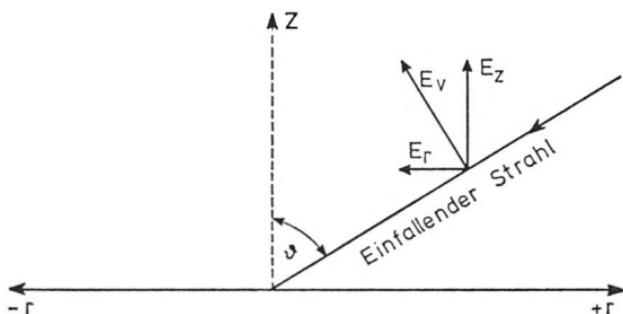


Bild 5. r - u. z -Komp. des in vertikal. Einf.-Ebene pol. E_v

Führt man statt x, y , in der Horizontalebene Polarkoordinaten r, φ ein, dann ist eben die r -Achse die Spur der vertikalen Einfallsebene in der Horizontalebene.

Das E_v kann als reell angenommen werden in $z = 0, x = 0, y = 0$, d. h. wir wollen die Phasen der noch auftretenden EMKS und Feldstärken auf die Phase von E_v im Koordinaten-Nullpunkt beziehen. Dann wird bei endlicher Poldistanz $\vartheta =$ Komplement des Erhebungswinkels der einfallenden Welle

$$(8) \quad E_z = E_v \sin \vartheta$$

$$(9) \quad E_{-r} = E_v \cos \vartheta,$$

wo wir hier E_{-r} schreiben, da die Welle in der $-r$ Richtung läuft; für $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ wird daher

$$(10) \quad E_{-r} = 0.$$

In die Verbindungsebene der beiden Antennen fällt die Komponente ersichtlich:

$$(11) \quad E_{y,r} \stackrel{\text{def}}{=} -E_{-r} \sin \varphi = -E_v \cos \vartheta \sin \varphi.$$

(Bild 4 links unten)

Für das folgende setzen wir die Zeitfunktion $\exp[j\omega t]$ voraus.

Zu den aus der Atmosphäre einfallenden Feldkomponenten haben wir noch die am Erdboden reflektierten hinzuzufügen um die auf das Antennensystem wirkenden Feldstärken zu erhalten. Dabei haben wir für die beiden Polarisationen von E (in und senkrecht zur Einfallsebene) zwei verschiedene Reflexionskoeffizienten einzusetzen. Die einfallende Welle läuft dabei in der $-r$ und $-z$ Richtung, die reflektierte nach $-r$ und $+z$.

Ist zunächst E in der Einfallsebene polarisiert, so haben wir ein E_s , E_{-r} und ein so darauf senkrecht stehendes \vec{H} , so daß über die Poynting-Beziehung $\vec{E} \times \vec{H}$ in die Laufrichtung der Welle zeigt. Wir charakterisieren das Medium Luft mittels Leitfähigkeit $\sigma = 0$ Dielektr. Konst. $\epsilon_0 \epsilon = \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 10^9}$ Farad/m $\mu_0 \mu = \text{Permeabilität} = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Henry/m, also $\epsilon = 1$, $\mu = 1$

also Kreiswellenzahl

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{3 \cdot 10^8} = \frac{\omega}{c}$$

und Wellenwiderstand

$$Z_{\text{Luft}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120 \pi \Omega.$$

Dann gilt für das aus der Atmosphäre einfallende E_v

$$(12) \quad E_{z_e} = E_v \sin \vartheta \exp [jk (r \sin \vartheta + z \cos \vartheta)]$$

$$(13) \quad E_{r_e} = - E_v \cos \vartheta \exp [jk (r \sin \vartheta + z \cos \vartheta)]$$

$$(14) \quad H_{hor. e} = \frac{E_v}{Z_{Luft}} \exp [jk (r \sin \vartheta + z \cos \vartheta)].$$

Den zugehörigen Reflexionsfaktor bezeichnen wir zweckmäßig mit

$$r_h \stackrel{def}{=} \frac{H_{hor. refl.}}{H_{hor. einf.}}$$

Dann wird die reflektierte Welle:

$$(15) \quad E_{z refl.} = r_h E_v \sin \vartheta \exp [jk (r \sin \vartheta - z \cos \vartheta)]$$

$$(16) \quad E_{r refl.} = r_h E_v \cos \vartheta \exp [jk (r \sin \vartheta - z \cos \vartheta)]$$

$$(17) \quad H_{hor. refl.} = r_h \frac{E_v}{Z_{Luft}} \exp [jk (r \sin \vartheta - z \cos \vartheta)].$$

r_h berechnet sich aus der bekannten Bedingung, daß die Tangentialkomponenten von \vec{E} und \vec{H} in $z = 0$ stetig in die Erde übergehen müssen und wir erhalten:

$$(18) \quad r_h = \frac{Z_{Luft} \cos \vartheta - Z_{Erde} \cos \vartheta'}{Z_{Luft} \cos \vartheta + Z_{Erde} \cos \vartheta'}$$

wo nach dem Brechungsgesetz gilt:

Sei $\sigma =$ Leitf. der Erde, $\varepsilon =$ rel. Diel.-Konst. der Erde

$\mu =$ rel. Permeabilität

dann ist

$$(19) \quad Z_{Erde} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon_0\varepsilon}}$$

$$(20) \quad k_{Erde}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu - j\omega \sigma \mu_0 \mu$$

$$(21) \quad \sin \vartheta' = \frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sin \vartheta}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu - j\omega \mu_0 \mu \sigma}}$$

nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz, wobei ϑ' komplex wird. Setzen wir $\sigma = \infty$, so wird nach (18)

$$(22) \quad r_h = +1.$$

Damit wird die horizontale r -Komponente, die wir als die horizontale „Längskomponente“ bezeichnen wollen, durch

$$(23) \quad E_r(z, r) = -E_v \cos \vartheta \exp [jkr \sin \vartheta] \cdot [\exp [jkz \cos \vartheta] - r_h \exp [jkz \cos \vartheta]]$$

als Funktion von z und r dargestellt.

Im Falle horizontaler Polarisation von E senkrecht zur Einfallsebene definieren wir den Reflexionsfaktor, den wir r_e nennen durch:

$$(24) \quad r_e = \frac{E_{Q \text{ refl.}}}{E_{Q \text{ einf.}}}$$

Im Vergleich zu E_v sei E_Q um den Winkel χ in der Phase gedreht und wir haben

$$(25) \quad E_{Q \text{ einf.}} = |E_Q| e^{j\chi} \exp [jk(r \sin \vartheta + z \cos \vartheta)]$$

$$(26) \quad E_{Q \text{ refl.}} = r_e |E_Q| e^{j\chi} \exp [jk(r \sin \vartheta - z \cos \vartheta)]$$

mit

$$(27) \quad r_e = \frac{Z_{Erde} \cos \vartheta - Z_{Luft} \cos \vartheta'}{Z_{Erde} \cos \vartheta + Z_{Luft} \cos \vartheta'} = -1 \text{ für } \sigma_{Erde} = \infty.$$

Damit wird die resultierende „Querfeldstärke“

$$(28) \quad E_{Q \text{ res}} = |E_a| e^{j\chi} \exp [jkr \sin \vartheta] \cdot [\exp [jkz \cos \vartheta] + r_e \exp [-jkz \cos \vartheta]].$$

Aus (23) und (28) ermitteln wir jetzt die von den beiden horizontalen E -Komponenten herrührenden Spannungsbeläge auf den vertikalen Leitungsstücken.

Zunächst für das „Querfeld“.

Unter Bezugnahme auf Bild 4 und Gl. (7) erhalten wir als primären anregenden Spannungsbelag auf der Leitung

$$(29) \quad U_{12Q}^0(z) = \int_{y^z = -d_1}^{y^z = +d_1} E_{Qy}(z, y) dy.$$

Bei einem Welleneinfall, der nicht aus der x -Richtung, sondern aus der gegen x um φ gedrehten r -Richtung kommt, gilt für den Gangunterschied gegenüber dem Symmetriepunkt $x = 0, y = 0$ längs der y -Achse, in der die Antennen stehen:

$$(30) \quad \Delta g = \frac{2\pi}{d} y \sin \varphi \sin \vartheta.$$

Also ergibt sich für die Querspannung unter Hinzunahme der am Boden reflektierten Welle:

$$(31) \quad U_{12Q}^0(z) = |E_Q| e^{jz} \cos \varphi [\exp [jkz \cos \vartheta] + r_e \exp [-jkz \cos \vartheta]] \\ \times \int_{y=-d/2}^{y=+d/2} \exp j \frac{2\pi}{\lambda} y \sin \varphi \sin \vartheta dy.$$

Die triviale Ausrechnung liefert:

$$(32) \quad U_{12Q}^0(z) = |E_Q| e^{jz} \cos \varphi [\exp [jkz \cos \vartheta] + r_e \exp [-jkz \cos \vartheta]] \\ \times \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta \right)}{\sin \varphi \sin \vartheta}.$$

Für $\varphi \rightarrow 0, \sin \varphi \rightarrow \varphi, \cos \varphi \rightarrow 1$ wird:

$$(33) \quad U_{12Q}^0(z) = [\exp [jkz \cos \vartheta] + r_e \exp [-jkz \cos \vartheta]] e^{jz} \cdot d,$$

wie man sofort sieht.

Diese Spannung ist ein Maximum, das dann auftritt, wenn E_Q in die y -Achse, die Verbindungslinie der beiden Antennen fällt, die Welle aus der x -Richtung kommt. Bei diesem Einfall würde bei Gegeneinanderschaltung der beiden Antennenspannungen das E_v Null ergeben, während das E_Q ein Maximum ergibt. Wir erkennen bereits hier, was später noch ausführlich diskutiert werden wird, daß das E_Q für sich einen Peilfehler von 90° ergeben muß. Im Falle der von der „Längskomponente“ E_r von E_v herrührenden Spannung zwischen den beiden Antennen folgt mit (11), (29), wobei (30) erhalten bleibt und (23), wobei wir diese mit dem Index l bezeichnen:

(34)

$$U_{12l}^0(z) = -E_v \cos \vartheta [\exp [jkz \cos \vartheta] - r_h \exp [-jkz \cos \vartheta]] \\ \times \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta \right)}{\sin \vartheta}.$$

Der Unterschied zwischen beiden Fällen besteht also

- a) in dem Faktor außerhalb der nur von z abhängigen eckigen Klammern.
- b) In dem Ersatz von $+r_e$ (32) durch $-r_h$ in (34).

Damit haben wir für die beiden Polarisierungen den Spannungsbelag der horizontalen E-Komponenten auf dem Antennenpaar abhängig von z angegeben.

3. Die in den Belastungswiderständen der beiden Antennen eines Paares induzierten Ströme und die zugehörigen EMKs.

Für die beiden abhängigen Horizontalspannungsbeläge müssen wir jetzt die Ströme durch die Belastungswiderstände ermitteln und das so angeregte Leitungsstück als Generator mit resultierender EMK und innerem Widerstand darstellen.

3.1. Die Integraldarstellung von Strom und Spannung in beiden Polarisationsfällen

Für zunächst beliebigen Anregungsspannungsbelag $U_{12}^0(z)$ wollen wir jetzt Strom und Spannung am belasteten Leitungsende in Form eines Integrals angeben. Setzen wir dann für $U_{12}^0(z)$ die beiden Ausdrücke aus (32) und (34) ein, so bekommen wir Strom und Spannung an den Antennenklemmen.

3.1.1. Die Aufstellung der beiden Integraldarstellungen

Der Wellenwiderstand der Leitung sei Z_{Ltg} die Ausbreitungskonstante längs der Leitung sei k_{Ltg} im Gegensatz zu k_{Lwf} . Nehmen wir die Leitung verlustfrei an, sind beide k -Werte gleich.

Eine bei der Zeitfunktion $\exp [j\omega t]$ in der $\pm z$ Richtung laufende Strom- oder Spannungswelle hat den Faktor

$$(35) \quad U \text{ oder } J = \text{const. exp } [j(\omega t \mp k_{Ltg} z)]$$

mit

$$(36) \quad jk_{Ltg} = j\alpha_{Ltg} + \beta_{Ltg}, \quad k_{Ltg} = \alpha_{Ltg} - j\beta_{Ltg},$$

wo β ein Dämpfungsmaß darstellt, das für $R = 0$ verschwindet, da wir die Ableitung G der Leitung von vornherein vernachlässigt haben. In Bild 6 zeichnen wir die in $z = 0$ mit W abgeschlossene und in $z = l$ leerlaufende Leitung.

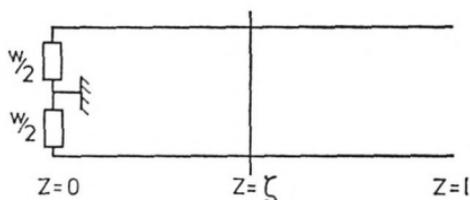


Bild 6. Mit $2 \times \frac{W}{2} = W$ abgeschlossene Leitung

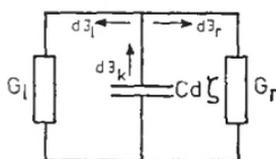


Bild 7. Mit G_l u. G_r belastetes Kap.-Element $Cd\zeta$

In Bild 7 zeichnen wir um die Stelle $z = \zeta$ das Kapazitätselement $Cd\zeta$ gesondert. Rechts vom Kapazitätselement liege die Impedanz $W_r = 1/G_r$, links die Impedanz $W_l = 1/G_l$. $W_r = \frac{1}{G_r}$ ist der Widerstand der in $z = l$ leerlaufenden Leitung der Länge $l - \zeta$; $W_l = 1/G_l$ ist der Widerstand der in $z = 0$ mit W abgeschlossenen Leitung der Länge ζ , $W_l = W_{links}$ ist also der Widerstand, in den sich W auf die Länge ζ transformiert.

Wir nehmen zunächst $U_{12}^0(z)$ nur auf dem Stück $d\zeta$ um $z = \zeta$ als von Null verschieden an und integrieren dann über alle ζ . Wäre $W_r = W_l = \infty$, $G_l = G_r = 0$, so würde an der Kapazität die Ladung

$$(37) \quad dQ(\zeta) = U_{12}^0(\zeta) C d\zeta$$

aufzutreten. Mit der Zeitfunktion $e^{j\omega t}$ wird an $C d\zeta$

$$(38) \quad \frac{dQ}{dt} = j\omega dQ = U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \stackrel{\text{def}}{=} dJ_k,$$

wo J_k den Kurzschlußstrom bedeutet, der fließen würde, wenn man das Kapazitätselement außen herum kurzschließen würde. Haben wir dagegen Leerlauf, d. h. wird kein Strom von der Kapazität nach außen entnommen, so liegt dort die Spannung $U_{12}^0(\zeta)$. Belasten wir dagegen das Element mit G_l und G_r , so stellt sich an dem Element eine resultierende Spannung $U_{res}(\zeta)$ ein. Wir haben also einen Generator mit dem Kurzschlußstrom dJ_k . Dieser verteilt sich nach rechts und links in

$$(39) \quad dJ_r = U_{res} G_r \text{ und } dJ_l = U_{res} G_l$$

$$(40) \quad dJ_r + dJ_l = dJ_k.$$

Dann gilt:

$$(41) \quad dU_{res}(\zeta) (G_l + G_r) = U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta = dJ_k.$$

Da G_l und G_r endliche Größen sind, ist U_{res} ein differentielles Element, für das wir $dU_{res}(\zeta)$ schreiben. Wir haben nämlich einen Generator mit dem Kurzschlußstrom dJ_k und dem inneren Widerstand $\frac{1}{j\omega C d\zeta}$; bei Belastung mit endlichen Widerständen bricht die Spannung auf dU_{res} zusammen. Es wird:

$$(42) \quad dU_{res} = \frac{U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta}{G_r(\zeta) + G_l(\zeta)},$$

was ebenfalls dU_{res} als Differential verifiziert.

$$(43) \quad dJ_r = dU_{res} G_r = \frac{U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta}{G_r(\zeta) + G_l(\zeta)} G_r(\zeta)$$

$$(44) \quad dJ_l = dU_{res} G_l = \frac{U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta}{G_r(\zeta) + G_l(\zeta)} G_l(\zeta).$$

Unser Ziel ist die Ermittlung von Strom und Spannung in $z = 0$, an den Klemmen der Antennen; diese Größen liefern die zum Peilen zu benützte Information.

(Nochmaliger Hinweis: $dJ_I: J_I$ bedeutet „ J_{links} “) in Fig. 6 nicht aber J in $z = l$!

Wir haben jetzt für beliebiges ζ das dJ_I zu bilden und mittels der Leitungsgleichungen nach $z = 0$ zu transformieren. Das Integral über die ganze Leitungslänge l liefert dann den Strom im Belastungswiderstand der Antenne.

Der Leitwert rechts vom Element $d\zeta$ in ζ ist der Leitwert der leerlaufenden Leitung von der Länge $l - \zeta$ also

$$(45) \quad G_r(\zeta) = \frac{1}{Z_{Ltg}} \operatorname{tgh}(jk(l - \zeta)).$$

Der Leitwert links von $z = \zeta$ ist derjenige, indem sich der Abschlußleitwert $1/W$ über die Länge ζ transformiert. Nach bekannten Gleichungen der Leitungstheorie ist

$$(46) \quad G_l(\zeta) = \frac{1}{Z_{Ltg}} \frac{W \cdot \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \cosh(jk\zeta)}{W \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk\zeta)}.$$

Dann wird mit (43) und (44)

$$(47) \quad dJ_r(\zeta) = \frac{U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \operatorname{tgh}(jk(l - \zeta))}{\operatorname{tgh}(jk(l - \zeta)) + \frac{W \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \cosh(jk\zeta)}{W \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk\zeta)}}.$$

Also

$$(48) \quad dJ_r(\zeta) = U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \times \frac{W \sinh(jk(l - \zeta)) \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk(l - \zeta)) \sinh(jk\zeta)}{W \sinh(jkl) + Z_{Ltg} \cosh(jkl)}$$

Analog

$$(49) \quad dJ_l(\zeta) = U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \frac{\frac{W \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \cosh(jk\zeta)}{W \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk\zeta)}}{\operatorname{tgh}(jk(l - \zeta)) + \frac{W \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \cosh(jk\zeta)}{W \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk\zeta)}}$$

und damit

$$(50) \quad dJ_l(\zeta) = U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \cdot \\ \times \frac{W \cosh(jk(l-\zeta)) \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \cosh(jk(l-\zeta)) \cosh(jk\zeta)}{W \cosh(jkl) + Z_{Ltg} \sinh(jkl)}.$$

Wir sehen, daß erfreulicherweise der Nenner von (49) und (50) nicht von ζ abhängt.

Greifen wir zurück auf Gl. (42) (43) (44), so gilt nach bekannten Beziehungen der Leitungstheorie mit $dU_{res}(\zeta) \stackrel{def}{=} dU(\zeta)$

$$(51) \quad dU(\zeta) = dU(\zeta=0) \cosh jk\zeta + dJ_l(\zeta=0) \sinh(jk\zeta)$$

$$(52)$$

$$Z_{Ltg} dJ_l(\zeta) = dU(\zeta=0) \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} dJ_l(\zeta=0) \cosh(jk\zeta).$$

Lösen wir nach $dU(\zeta=0)$ und $dJ_l(\zeta=0)$ auf, so wird:

$$(53) \quad dU(\zeta=0) = dU(\zeta) \cosh(jk\zeta) - Z_{Ltg} dJ_l(\zeta) \sinh(jk\zeta)$$

$$(54)$$

$$Z_{Ltg} dJ_l(\zeta=0) = -dU(\zeta) \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} dJ_l(\zeta) \cosh(jk\zeta).$$

Nun ist mit (42)

$$(55) \quad dU(\zeta) = \frac{U_{12}^0(\zeta) j\omega C Z_{Ltg} d\zeta}{\operatorname{tgh}(jk(l-\zeta)) + \frac{W \sinh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \cosh(jk\zeta)}{W \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk\zeta)}}$$

was sich nach einfacher Umformung schreibt:

$$(56) \quad dU(\zeta) = Z_{Ltg} U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \times \\ \times \left\{ \frac{W \cosh(jk(l-\zeta)) \cosh(jk\zeta) + Z_{Ltg} \sinh(jk\zeta) \cosh(jk(l-\zeta))}{W \sinh(jkl) + Z_{Ltg} \cosh(jkl)} \right\}.$$

Damit berechnen wir das $dJ_l(\zeta=0)$.

Es ist nach (54)

$$(57) \quad Z_{Ltg} dJ_l(\zeta=0) = Z_{Ltg} dJ_l(\zeta) \cosh(jk\zeta) - dU_\zeta \sinh(jk\zeta)$$

und mit (55) nach einiger lästiger Rechnung:

$$(58) \quad dJ_l(\zeta=0) = U_{12}^0(\zeta) j\omega C d\zeta \frac{Z_{Ltg} \cosh(jk(l-\zeta))}{W \sinh(jkl) + Z_{Ltg} \cosh(jkl)}$$

und durch Integration von $\zeta = 0$ bis $\zeta = l$

$$(59) \quad J(\zeta = 0) = \int_{\zeta=0}^l U_{12}^0(\zeta) j\omega C \cdot Z_{Ltg} \cdot \frac{\cosh(jk(l-\zeta)) d\zeta}{(W \sinh(jkl) + Z_{Ltg} \cosh(jkl))}.$$

Die beiden Polarisationsfälle unterscheiden sich nur durch die in (32) und (34) gegebenen verschiedenen Ausdrücken für $U_{12}^0(\zeta)$.

Damit ist die Integraldarstellung des Stromes gewonnen.

3.1.2. Der Peilfehler von 90° im Falle der E-Polarisation senkrecht zur Einfallsebene und die „richtige“ Peilung im anderen Falle.

In (59) steht $U_{12}^0(\zeta)$ unter dem Integralzeichen, es umfaßt nach (32) und (34) beide Polarisationsfälle, d. h. es ist entweder (32) oder (34) einzusetzen um $J(z = 0)$ in dem einen oder anderen Polarisationsfall zu ermitteln. Die φ enthaltenden Winkelfunktionen sind von ζ unabhängige Faktoren und können vor das Integralzeichen gezogen werden.

Im Falle des Querfeldes lauten sie:

$$(60) \quad \cos \varphi \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \varphi \sin \vartheta}$$

im Falle des Längsfeldes

$$(61) \quad \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \vartheta}.$$

Betrachten wir als Peilkriterium zunächst das Verschwinden des von φ abhängigen Faktors, so ist dies

$$(62) \quad \begin{array}{l} \text{beim Querfeld} \quad \varphi = \pi/2 \\ \text{beim Längsfeld} \quad \varphi = 0. \end{array}$$

Nun ist beim normalen Adcock die Anzeige eines Antennenpaars Null, wenn das Feld aus $\varphi = 0$ kommt, d. h. das Längsfeld peilt in diesem Sinn „richtig“.

Das Querfeld dagegen peilt um 90° falsch. Diese Tatsache erklärt zwanglos Peilfehler dieser Größe bei ausgeführten Adcock-Anlagen. Die früher oft als Rettung für das Dogma des Nichtaufnehmens horizontaler E-Komponenten gebrauchte Vermu-

tung, solche könnten nur durch ungenügende Abschirmung der Goniometer-Zuleitungen wirksam werden, ist durch die vorliegende Untersuchung widerlegt.

3.2. Das horizontal angeregte Antennenpaar als Generator in beiden Fällen, seine EMK und sein innerer Widerstand

Wir sind jetzt in der Lage das horizontal angeregte Antennenpaar als Generator zu betrachten, der die Impedanz W speist. Für diesen Generator wollen wir jetzt die EMK und den inneren Widerstand angeben. Wir verfolgen dabei auch das Ziel einen Vergleich mit der Anregung durch $E_z = E_v \sin \vartheta$, also durch das vertikale E allein zu ermöglichen, der im numerischen Teil durchgeführt werden wird.

Im Integral (59), das hier zum Schlüsselpunkt wird, steht $U_{12}^0(\zeta)$, das sich für die zwei Polarisationsfälle verschieden darstellt. Wir können zunächst beide Polarisationsfälle gemeinsam behandeln, indem wir $U_{12}^0(\zeta)$ formal stehen lassen. An der geeigneten Stelle werden wir dann die beiden Ausdrücke (32) und (34) dafür heranziehen und die Unterschiede erkennen. Aus (59) ergibt sich für die Spannung an W ($z = 0$)

$$(63) \quad U(z=0) = WJ(z=0) = \frac{j\omega CZ_{Ltg} W}{W \sinh(jkl) + Z_{Ltg} \cosh(jkl)} \int_{\zeta=0}^{\zeta=l} U_{12}^0(\zeta) \cosh(jk(l-\zeta)) d\zeta.$$

Dann wird die EMK:

$$(64) \quad EMK = \lim_{W \rightarrow \infty} U(z=0) = \frac{j\omega CZ_{Ltg}}{\sinh(jkl)} \int_{\zeta=0}^{\lambda} U_{12}^0(\zeta) \cosh(jk(l-\zeta)) d\zeta.$$

Der Kurzschlußstrom tritt auf für $W = 0$:

$$(65) \quad J_{Kurzschl.}(z=0) = \frac{j\omega C}{\cosh(jkl)} \int_{\zeta=0}^{\lambda} U_{12}^0(\zeta) \cosh(jk(l-\zeta)) d\zeta.$$

Dann wird der innere Widerstand des Generators

$$(66) \quad W_i = \frac{EMU}{J_{Kurzschl.}} = Z_{Ltg} \operatorname{ctgh}(jkl).$$

Dies ist der Widerstand, den die in $z = l$ offene Leitung an den Klemmen bietet in $z = 0$; dies ist von vorneherein zu erwarten.

Da nun $U_{12}^0(\zeta)$ in beiden Polarisationsfällen nach (32) und (34) verschieden ist, so ergeben sich verschiedene Werte für die *EMK* in beiden Fällen, denen wir uns im nächsten Abschnitt zuwenden wollen. Im inneren Widerstand fällt das $U_{12}^0(\zeta)$ weg, so daß dieser, wie zu erwarten unabhängig von der Polarisation wird.

3.3. Die Auswertung der Integraldarstellung in beiden Fällen

In beiden Fällen setzt sich der Faktor $U_{12}^0(\zeta)$ aus einem aus der Atmosphäre kommenden und einem am Erdboden reflektierten Anteil zusammen. Der angenehmeren Lesbarkeit wegen schreiben wir die Ausdrücke nochmals an:

$$(32) \quad U_{12Q}^0(\zeta) = |E_Q| e^{j\chi} \frac{\lambda}{\pi} \cos \varphi \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \varphi \sin \vartheta} \left[\exp(jk\zeta \cos \vartheta) + r_e \exp(-jk\zeta \cos \vartheta) \right]$$

und

$$(34) \quad U_{12I}^0(\zeta) = -E_v \cos \vartheta \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \left[\exp(jk\zeta \cos \vartheta) - r_h \exp(-jk\zeta \cos \vartheta) \right].$$

Um diese beiden Fälle zusammenzufassen, schreiben wir:

$$(67) \quad U_{12}^0(\zeta) = A \left[\exp(jk\zeta \cos \vartheta) + r \exp(-jk\zeta \cos \vartheta) \right],$$

wobei

$$(68) \quad A = \begin{cases} |E_Q| e^{j\chi} \frac{\lambda}{\pi} \cos \varphi \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \varphi \sin \vartheta} & \text{im Falle des Querfeldes} \\ -E_v \cos \vartheta \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \vartheta} & \text{im Falle des Längsfeldes} \end{cases}$$

$$(69) \quad r = \begin{cases} r_e & \text{im Falle des Querfeldes} \\ -r_h & \text{im Falle des Längsfeldes} \end{cases}$$

(E_v reell, χ Phase von E_Q gegen E_v).

Wir beachten, daß k die Ausbreitungskonstante des Luftraumes \approx Vakuums ist; solange wir die Leitung verlustfrei annehmen ist k_{Lz} derselbe Wert. Dies wollen wir in Zukunft tun.

Beziehen wir, wie bisher stets, die Phasen auf den Mittelpunkt zwischen beiden Antennen, dann wird

$$(70) \quad J_0 \stackrel{\text{def}}{=} J_{(z=0)} = \frac{j\omega C Z_{Ltg}}{W \sinh(jkl) + Z_{Ltg} \cosh(jkl)} \times \\ \times \left\{ \int_{\zeta=0}^l e^{j\frac{2\pi}{\lambda} \zeta \cos \vartheta} \cosh(jk(l-\zeta)) d\zeta \right. \\ \left. + r \int_{\zeta=0}^l e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} \zeta \cos \vartheta} \cosh(jk(l-\zeta)) d\zeta \right\}.$$

Für die geschweifte Klammer in (70) wählen wir das Symbol:

$$(71) \quad \{ \} \stackrel{\text{def}}{=} J_0^+ + rJ_0^-$$

wobei die oberen Indizes bzw. die Vorzeichen in $\exp[\pm jk\zeta \cos \vartheta]$ bedeuten.

Die Ausrechnung der beiden Integrale wird trivial, wenn wir den Hyperbelcosinus durch Exponentialfunktionen ausdrücken; wir erhalten

$$(72) \quad J_0^+ = \frac{1}{2j} \left\{ \frac{e^{j\frac{2\pi}{\lambda} l \cos \vartheta} - e^{j\frac{2\pi}{\lambda} l}}{\frac{2\pi}{\lambda} (\cos \vartheta - 1)} + \frac{e^{j\frac{2\pi}{\lambda} l \cos \vartheta} - e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} l}}{\frac{2\pi}{\lambda} (\cos \vartheta + 1)} \right\}$$

$$(73) \quad J_0^- = -\frac{1}{2j} \left\{ \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} l \cos \vartheta} - e^{j\frac{2\pi}{\lambda} l}}{\frac{2\pi}{\lambda} (\cos \vartheta + 1)} + \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} l \cos \vartheta} - e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} l}}{\frac{2\pi}{\lambda} (\cos \vartheta - 1)} \right\}.$$

Ersetzt man in (72) $\cos \vartheta$ durch $-\cos \vartheta$, so entsteht ersichtlich (73). Mit der hier vorliegenden Bezeichnungsweise erfassen wir für beide Polarisationsfälle die *EMK* und den inneren Widerstand: es wird mit (64):

$$(74) \quad EMK = \frac{Aj\omega C Z_{Ltg}}{\sinh(jkl)} \{J_0^+ + rJ_0^-\}.$$

Der innere Widerstand des aus dem Leitungsstück bestehenden Generators ist mit (66)

$$(75) \quad W_i = Z_{Ltg} \operatorname{ctgh}(jk_{Ltg} l) = Z_{Ltg} \cotgh\left(j\frac{2\pi}{\lambda} l\right),$$

wenn wir die Leitungsverluste vernachlässigen.

Wie schon oben erkannt, ist W_i von der Polarisation unabhängig. Durch Spezialisierung von A und r schreiben wir jetzt für beide Polarisationen die EMK an

$$(76) \quad EMK_Q = |E_Q| e^{jx} \frac{\lambda}{\pi} \cos \varphi \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \varphi \sin \vartheta} \frac{j\omega CZ_{Ltg}}{\sinh(jkl)} \{J_+^0 + r_e J_0^-\},$$

$$(77) \quad EMK_I = -E_v \cos \vartheta \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi \sin \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \frac{j\omega CZ_{Ltg}}{\sinh(jkl)} \{J_0^+ - r_h J_0^-\},$$

wobei J_0^+ und J_0^- aus (72) und (73) ersichtlich sind. Damit ist der horizontal angeregte Leitungsgenerator beschrieben.

3.4. Der Antisymmetrie-Effekt

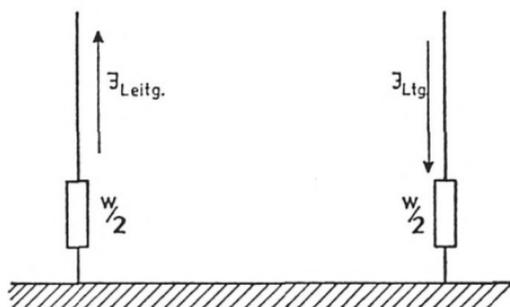


Bild 8. Der antisymmetrische Leitungsstrom

Wir betrachten wieder unser Antennenpaar und sehen: Für eine Leitungsanregung mittels einer zwischen den beiden Leitungszweigen (=Antennen) muß der Strom in den beiden Zweigen entgegengesetztes Vorzeichen haben und ebenso die Spannungsabfälle in den beiden Hälften von W . Folgen wir dem Strompfeil, so addieren sich die beiden Spannungsabfälle zur genannten Leitungsspannung in $z = 0$, die von dem Erdpotential halbiert wird. Kommt die Welle, bei $\varphi = 0$, in beiden Antennen gleichphasig an, dann sind die von E_x herrührenden Ströme in beiden Antennen gleichgerichtet, die Differenz der Spannungen an den Widerständen $W/2$ wird Null.

Die Phase der Längsspannung $U_{12l}^0(\zeta)$ ist mit der von E_z festgelegt, während χ der Phasenwinkel von U_Q je nach den Josphärenbedingungen beliebig sein kann.

4. Numerische Studie des Verhältnisses der von den horizontalen E-Komponenten herrührenden Ströme zu den von dem vertikalen verursachten für einen U-Adcock über unendlich leitender Erde.

4.1. Im Fall der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten elektrischen Feldstärke.

Wir wollen im folgenden für einen wirklich realisierten Adcock folgende Größen vergleichen:

Wir denken uns zunächst eine einzelne Antenne mit einem Widerstand $\frac{W}{2}$ belastet im angepaßten Zustand und berechnen den Strom, der von einem Vertikalfeld $E_z = E_v \sin \vartheta$ hervorgerufen wird. Dann denken wir uns das $|E_Q|$ ebensogroß wie vorher das E_v und berechnen den Strom in einer Antenne, wenn das E_Q in der Verbindungsrichtung der beiden Antennen liegt. Dabei variiere die Poldistanz von Null bis $\frac{\pi}{2}$ d. h. wir setzen hier $\varphi = 0$ voraus. Die Daten des verwendeten Adcocks seien:

Masthöhe 7,6 m; diese sei $\lambda/4$ also $\lambda = 30,4$ m
Frequenz $\nu = 9,87 \cdot 10^6$ Htz.

Der Abstand der Maste sei 8 m; die Antenne sei mit einem angepaßten Widerstand betrieben; im Falle der $\lambda/4$ -Antenne aus unendlich gut leitendem Material ist dann die Antennenimpedanz gleich dem Strahlungswiderstand = $73,2 \Omega$ und der angepaßte Widerstand $W/2 = 73,2$ rein reell.*

Wir nehmen ferner an, daß die Anordnung auf unendlich leitender Unterlage steht, also $r_e = -1$, $r_h = +1$ ist. Hinsichtlich der Erregung durch E_Q ist der Widerstand der verlustlosen Leitung der Länge $\lambda/4$ gleich Null. Ferner stellen wir folgendes fest: Wegen der Verlustlosigkeit der Leitung ist

$$(78) \quad C \cdot Z_{Ltg} = C \sqrt{L/C} = \sqrt{LC} = \frac{1}{3 \cdot 10^8} = \frac{1}{c}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec (Lichtgeschwindigkeit)}$$

* Unter Berücksichtigung der Spiegelung an der unendlich leitenden Erde.

$$(79) \quad \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} = \pi/2, \quad e^{\pm j \frac{2\pi}{\lambda} l} = \pm j$$

$$(80) \quad \sinh(jkl) = \sinh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} l\right) = j \sin \frac{\pi}{2} = j$$

$$\cosh(jkl) = \cos \frac{\pi}{2} = 0$$

$$(81) \quad J_0^+ + r_e J_0^- = J_0^+ - J_0^- = \frac{\lambda}{\pi} j \cos(\pi/2 \cos \vartheta) \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}$$

(nach einiger Rechnung aus (72) und (73)).

Wir haben hier den Fall von Gl. (33) gewählt.

Da uns nur der Betrag des vom Quersfeld herrührenden Stromes im Vergleich zum Betrag des von E_z herrührenden interessiert, so haben wir mit (78)

$$(82) \quad \frac{\omega C Z_{Ltg}}{\pi \lambda} = \frac{2\pi \nu \sqrt{L|C \cdot C \cdot \lambda}}{\pi} = 2.$$

$$(83) \quad |J_0| = \frac{E_Q \cdot 2d}{W} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \rightarrow \frac{\pi}{4} \frac{E_Q \cdot 2d}{W} \text{ für } \vartheta \rightarrow 0.$$

Rechnet man in bekannter Weise (z. B. siehe R. A. Smith, *Aerials for Metre and Decimetre Wavelengths*, Cambr. Univ. Press 1949, S. 35) den von einem unter ϑ einfallenden E_z herrührenden Strom aus, so wird

$$(84) \quad J_{E_z}(z=0) = \frac{|E_v|}{W} \frac{\lambda}{\pi} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \stackrel{def}{=} J_z.$$

Da wir $|E_v| = |E_Q|$ vorausgesetzt haben, ist

$$(85) \quad \left| \frac{J_0}{J_z} \right| = \frac{2\pi d}{\lambda} \operatorname{ctg} \vartheta.$$

Es ist nun evident, daß bei einem Einfall senkrecht von oben ($\vartheta = 0$) $J_z = 0$ ist, während bei horizontalem Einfall wegen $r_e = -1$ sich das horizontale E-Feld auslöscht, und sich das vertikale E-Feld bis *zu sehr flachem Einfall* verdoppelt (die hierhergehörige Betrachtung von r_h wollen wir beiseite lassen); also ist Gl. (85) physikalisch unmittelbar einleuchtend, somit muß dazwischen* ein Wert ϑ_0 liegen, für den $\left| \frac{J_0}{J_z} \right| = 1$ ist.

* d. h. zwischen $\vartheta = 0$ und $\vartheta = \frac{\pi}{2}$.

Nach (83) gilt hier:

$$(86) \quad \operatorname{ctg} \vartheta = \frac{\lambda}{2\pi d} = \operatorname{ctg} \vartheta_0.$$

Mit unseren Werten $\lambda = 30,4$ m, $d = 8$ m, wird

$$(87) \quad \operatorname{ctg} \vartheta_0 = \frac{1}{1,66}, \quad \vartheta_0 = 58^\circ 50',$$

oder wenn wir statt der Poldistanz ϑ den Erhebungswinkel α betrachten

$$(88) \quad \alpha_0 = 90^\circ - 58^\circ 50' = 31^\circ 10'.$$

Bei flacherem Einfall überwiegt der vertikal polarisierte Anteil, bei steilerem der horizontal polarisierte. Wir wollen die ϑ -Abhängigkeit noch in Form einer Tabelle und zweier Kurven darstellen.

Wir geben zunächst eine Tabelle für $\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}$

und $\frac{1}{1,66} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} = \frac{1}{1,66} J_0 \operatorname{tg} \vartheta.$

Haben wir J_0 auf $\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}$ normiert, so erhalten wir in dieser Normierung nach (85) durch $\frac{1}{1,66} J_0 \operatorname{tg} \vartheta_0$ das J_2 . Beide Funktionen sind in Tabelle 1 und Bild 9 dargestellt.

ϑ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}$	0,79	0,779	0,762	0,695	0,665	0,568	0,470	0,334	0,173	0
$\frac{1}{1,66} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta}$	0	0,083	0,166	0,24	0,34	0,41	0,49	0,54	0,59	0,60

Tabelle 1.

Wir sehen, daß für steileren Einfall $0 \leq \vartheta \leq 58^\circ 10'$ der Anteil des Querfeldes überwiegt, erst bei flacherem Einfall ab $\vartheta_0 = 58^\circ 10'$, Erhebungswinkel $\alpha = \frac{\pi}{2} - \vartheta_0 = 31^\circ 50'$ überwiegt der Anteil des Feldes, der nach dem alten Dogma allein wirksam sein soll.

4.2. Der Fall der in der Einfallsebene gelegenen horizontalen E -Komponente.

Um schlüssige Vergleichsmöglichkeiten mit dem Fall 4.1 zu bekommen, wählen wir folgende Bedingungen: Wir lassen in der (yz) Ebene (Bild 4) als Einfallsebene eine darin in E polarisierte Welle unter dem Winkel ϑ einfallen.

Dann ist der Spannungsbelag zwischen den Antennen nach Gl. (77)

$$(86) \quad U_{12l}^0(z) = -E_v \cos \vartheta \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \frac{j\omega CZ_{Ltg}}{\sinh(jkl)} \{J_0^+ - r_h J_0^-\}.$$

Wir gehen wie im ersten Fall vor, beziehen alles auf E_v , das wir dann so normieren, daß der von U_{12l}^0 herrührende Anteil in Bild 9 eingetragen werden kann im richtigen Maßstab im Verhältnis zur vertikalen Antennenanregung. Sei J_{0l} der von der Längsspannung herrührende Antennenstrom, so bilden wir jetzt

$$\left| \frac{J_{0l}}{J_{0Q}} \right| \text{ wo } J_{0Q}$$

der von dem Querfeld herrührende Anteil ist, wobei $|E_Q| = |E_v|$ angenommen wird.

Wir hatten unter unseren Voraussetzungen für $l, r_h, r_e = -r_h$

$$(81) \quad (J_0^+ - r_h J_0^-) = j \frac{\lambda}{\pi} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \text{ und damit}$$

$$(83) \quad J_{0Q} = \frac{|E_Q|}{W} \cdot 2d \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}.$$

Für J_{0l} erhalten wir unter Berücksichtigung von (86) und (82)

$$(89) \quad |J_{0l}| = 2 \frac{|E_v|}{W} \cos \vartheta \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) \cos \vartheta}{\sin \vartheta \sin^2 \vartheta}, \text{ also:}$$

$$(90) \quad \left| \frac{J_{0l}}{J_{0Q}} \right| = \cos \vartheta \frac{\lambda}{\pi d} \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta\right)}{\sin \vartheta}$$

wobei im vorliegenden Fall

$$\frac{\lambda}{\pi d} = \frac{39,4}{8\pi} = 1,215 = \frac{1}{0,825}.$$

Dann wird

$$|J_{0l \text{ norm.}}| = |J_{0l}| \frac{\lambda}{\pi d} \frac{\cos \vartheta}{\sin \vartheta} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta\right)$$

und wir geben dafür Tabelle 2:

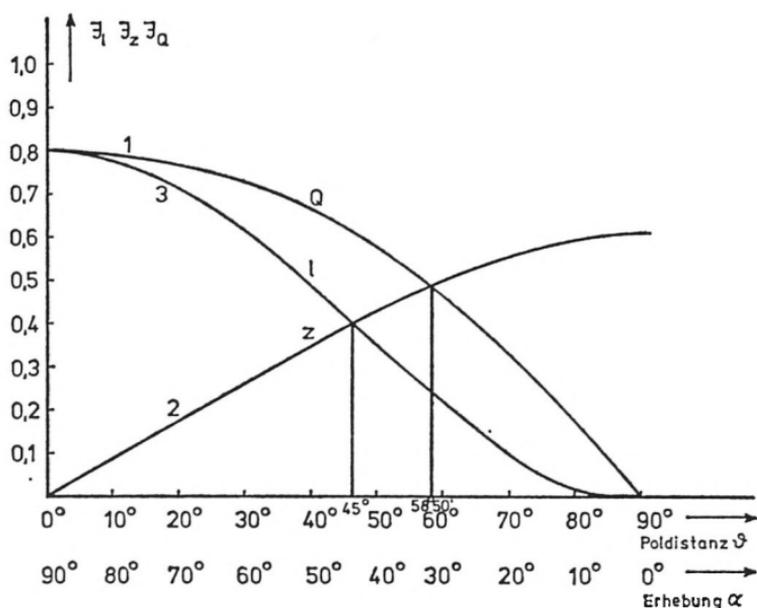
ϑ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$J_{0l \text{ norm.}}$	0,79	0,78	0,71	0,59	0,492	0,35	0,216	0,102	0,026	0

Tabelle 2.

In Bild 9 sind abhängig von ϑ und $\alpha = \frac{\pi}{2} - \vartheta$ 3 Kurven gezeichnet (in Normierung auf Kurve 1)

- 1) $J_{0Q \text{ norm.}}$ der vom Querfeld herrührende Antennenstrom
- 2) $J_z \text{ norm.}$ der vom E -Feld in der Vertikalebene herrührende Strom
- 3) $J_{0l \text{ norm.}}$ der von E_l , der horizontalen Längskomponente von E_v herrührende Strom.

Wie bereits angegeben, sind J_{0Q} und J_z gleich bei $\vartheta = 58^\circ 50'$, $\alpha = 31^\circ 10'$. Analog: J_z und J_{0l} sind gleich bei $\vartheta = 45^\circ$, $\alpha = 45^\circ$. Bei steilem Einfall (kleine ϑ -Werte) überwiegen die von den horizontalen E -Komponenten herrührenden Anteile über die von den vertikalen verursachten.



$$\text{Kurve 1: } J_{0Q} \text{ norm.} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin^2 \vartheta} \cos \vartheta$$

$$\text{Kurve 2: } J_z \text{ norm.} = \frac{1}{1,66} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta}$$

$$\text{Kurve 3: } J_{0l} \text{ norm.} = 1,215 |J_{0Q}| \frac{\cos \vartheta}{\sin \vartheta} \sin(0,825 \sin \vartheta)$$

Bild 9.

5. Folgerungen:

Was folgt nun aus den hier entwickelten physikalischen Vorgängen? Dies sehen wir am besten aus Bild 9. Bei seiner Betrachtung erinnern wir uns daran, daß in der Kurve 1 $\varphi = 0$ in der Kurve 3 $\varphi = \pi/2$ vorausgesetzt ist, also für Kurve 1 (Querfeld) Einfall aus der Normalen zur Verbindungsebene der beiden Antennen, für Kurve 3 (Längsfeld) Einfall in deren Verbindungsebene. Für die Kurve 2 spielt die Einfallrichtung keine Rolle. Wir erkennen zunächst, daß bei flachem Einfall das gewünschte in der vertikalen Einfallsebene polarisierte E -Feld überwiegt. Die Störung rührt von E_Q her. Die vorliegende Untersuchung hat

also den Nachweis erbracht, daß die Grundannahme des Adcock-Prinzips, die Ausschaltung des Quersfeldes, auf einem vollständigen Irrtum beruht. Adcock-Entwickler hatten schon öfters den Verdacht gehabt, daß horizontales E_Q verantwortlich sein müsse für die beobachteten starken Peilfehler, konnten sich dessen Wirksamkeit nur durch unvollkommene Abschirmung der horizontalen Zuleitungen zum Auswertegerät erklären. Das beherrschende Dogma der Ausschaltung von E_Q durch den Adcock hat man aber nicht anzuzweifeln gewagt.

Inwieweit die Längskomponente stört, hängt von der Methode ab, mit der die Peilungen ausgewertet werden und von der Mastzahl des Adcocks. Hier haben wir ein einziges Antennenpaar studiert. n -Antennen bilden aber $\frac{n(n-1)}{2}$ Paare. Die sich hier ergebenden Probleme müssen gesondert studiert werden. Jedenfalls haben wir hier ein Beispiel vorliegen, wie ein Dogma sich in den Gehirnen einwurzeln kann, obwohl es durch eine ganz einfache Überlegung widerlegt wird.