

4. ANTENNER

4.1 Innledning

En antenne kan enkelt beskrives som en omformer av tilført effekt (strøm og spenning) til utstrålt effekt i rommet. Siden en antenne er *resiprok*, dvs. at antennen har samme egenskaper enten den er benyttet som sender eller mottakerantenne, vil selvfølgelig den motsatte prosessen skje når effekt fra rommet induserer strøm og spenning i en antenne.

En antenne kan være meget enkelt oppbygget, eksempelvis bare bestå av en metalltråd, eller den kan bestå av mange mer eller mindre kompliserte strukturer. Antennene kan ha små dimensjoner, fra titalls millimeter opp til store parabolantennar på flere titalls meter. Hva som er stort eller lite avhenger av frekvensen (eller bølgelengden). Når det gjelder antenner er dens egenskaper knyttet til bølgelengden. Varieres bølgelengden (frekvensen) til en antenne, så endres egenskapene.

Den enkleste senderantennen består av en rett metalltråd som får tilført vekselstrøm. Rundt den strømførende tråden skapes både et magnetisk og et elektrisk felt. Begge disse feltene vil forplante seg ut fra tråden og danner tilsammen det man kaller en elektromagnetisk bølge (EM-bølge) som populært også kalles radiobølge.

Radiobølgen har samme utbredeshastighet som lyset, altså ca. 300.000 km pr. sekund.

Plasserer vi nå en annen metalltråd ute i feltet fra en sender antenne, vil det bli indusert strømmer og spenninger i tråden. Er denne tilsluttet en mottaker, kalles dette for en mottakerantenne.

Antenner benyttes i nær sagt alle telekommunikasjonssammenhenger; satellittkommunikasjon, radio/TV-overføring, radar, mobiltelefon, etc.

etc. Av naturlige årsaker vil alltid antenner være den eneste måten å overføre signaler mellom to punkter på, eksempelvis mobile samband på jorden, i luften, på sjøen og i verdensrommet. I alt telekommunikasjonssamband er det således meget viktig å kjenne de grunnleggende teorier for antenner og elektromagnetisk bølgeutbredelse.

4.2 Elektromagnetisk bølgeutbredelse

Elektromagnetiske bølger består av et elektrisk felt (E-felt) samt et magnetisk felt (H-felt). E- og H-feltet står vinkelrett på hverandre slik fig. 4.1 viser, og forplanter seg med lysets hastighet (c_0) i det frie rom. Elektromagnetiske bølger blir skapt av vekselstrømmer. Eksempelvis vil en vanlig metalltråd som blir tilført en vekselstrøm som matematisk kan skrives:

$$I = I_0 \cos \omega t$$

forårsake at det blir skapt et H-felt som sirkler rundt metalltråden. Samtidig skapes E-feltet, slik fig. 4.2 viser, parallelt med metalltråden og vinkelrett på H-feltet.

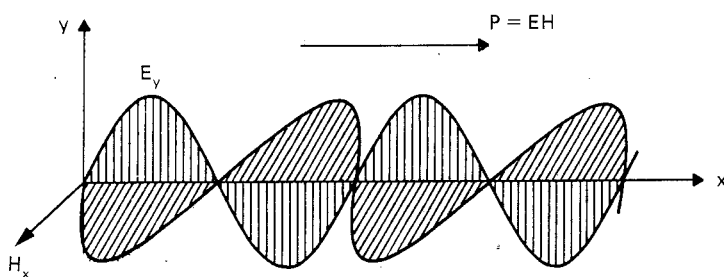


Fig. 4.1. Elektromagnetisk bølgeutbredelse

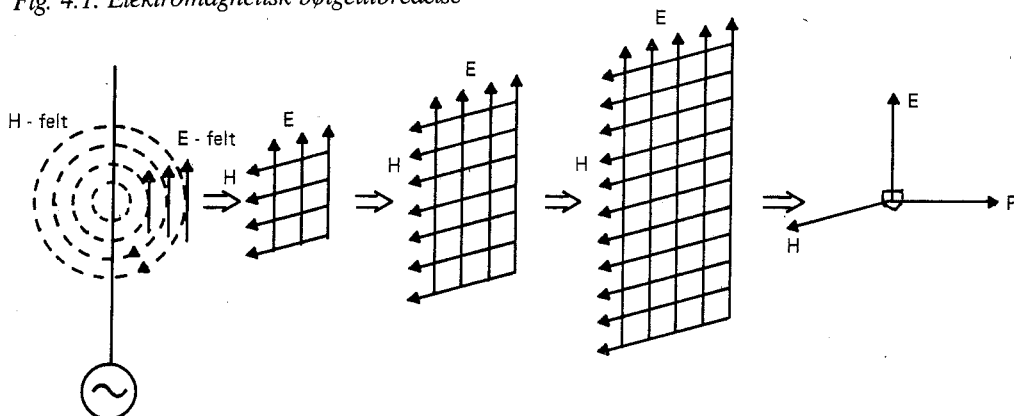


Fig. 4.2. Utbredelse av E- og H-felt

For hver periode (λ) av tilført strøm blir det produsert en periode av EM-feltet. Siden effekten må være produktet av E- og H-feltene, vil det i et mottakerpunkt se ut som et effektrektangel ($P=EH$). Dette effektrektanget vil indusere en strøm og spenning i en eventuell mottakertråd av metall.

De matematiske relasjonene mellom E- og H-feltene er kompliserte, og har sin opprinnelse i de elektromagnetiske grunnlover kalt Maxwells ligninger.

EM-bølgen (eller radiobølgen) karakteriseres også av følgende uttrykk:

$$\lambda = \frac{k \cdot c_0}{f} \quad (4.1)$$

Hvor

λ = bølgelengden

c_0 = lyshastigheten ($3 \cdot 10^8$ m/s)

f = frekvensen (Hz)

k = konstant, avhengig av det medium EM bølgen forplanter i.

I det frie rommet (vakuum, luft) så er $k=1$. I ledere vil faktoren k være mindre enn 1. Eksempelvis er typisk $k=0,95$ i metallstav og 0,667 i koaksialkabel.

EM bølgene dekker et bredt frekvensspektrum – i prinsipp fra 0 Hz til uendelig høy frekvens. I praksis har man internasjonale definerte frekvensområder som tabell 4.1 viser:

<i>Benevning</i>	<i>Frekvensområde</i>
- ELF (Extremely Low Frequency)	3 Hz – 3 KHz
- VLF (Very Low Frequency)	3 KHz – 30 KHz
- LF (Low Frequency)	30 KHz – 300 KHz
- MF (Medium Frequency)	300 KHz – 3 MHz
- HF (High Frequency)	3 MHz – 30 MHz
- VHF (Very High Frequency)	30 MHz – 300 MHz
- UHF (Ultra High Frequency)	300 MHz – 3 GHz
- SHF (Super High Frequency)	3 GHz – 30 GHz
- EHF (Extremely High Frequency)	30 GHz – 300 GHz

Tabell 4.1 Definerte frekvensområder

På norsk benyttes ofte benevningene relatert til *bølgelengden* istedenfor frekvensen.

Eksempelvis:

LB (Langbølge) tilsvarer LF

MB (Mellombølge) « MF

KB (Kortbølge) « HF

Mikrobølger er ikke en internasjonal benevnelse, men benyttes i daglig tale for alle frekvenser høyere enn ca. 1 GHz.

De elektromagnetiske bølgene kalles også radiobølger i ovennevnte frekvensområde fra ELF til EHF.

4.3 Strålingsmodell

Det finnes flere modeller på hvordan strålingen fra en antenne kan vises. En av de mest populære er som vist i fig. 4.3.

Vi skal benytte et lite strømelement for å forklare hvordan man ved å tilføre vekselstrøm til en antenne kan få løsrevet elektromagnetiske felt (EM-bølge) som forplanter seg med lysets hastighet.

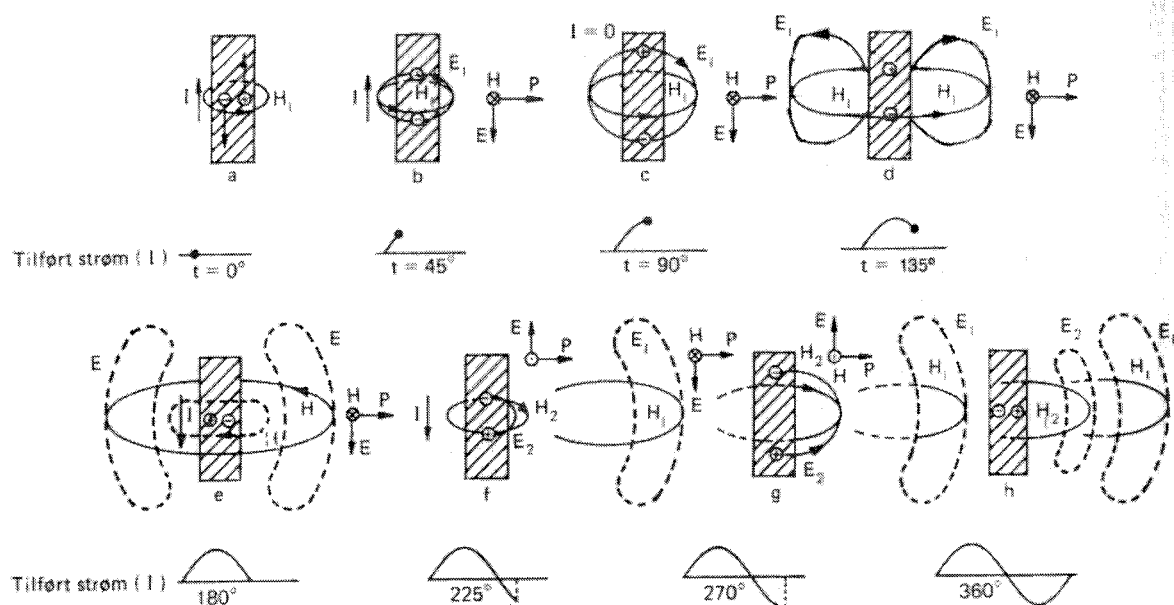


Fig. 4.3. Modell for elektromagnetisk bølgeutbredelse

Strømmen i en antenne gir som resultat utstråling av elektriske og magnetiske kraftlinjer rundt antenneelementet. Figur 4.3 viser et forenklet bilde på hvordan strålingsmekanismen oppstår. En kort forklaring i punktform følger:

- Vi antar et begynnelsesøyeblikk hvor antennestrømmen har positiv retning rett opp slik fig. 4.3a viser. For enkelhets skyld består strømmen I av en positiv og en negativ ladningsbærer. Den sistnevnte beveger seg motsatt strømretningen. Strømmen I vil snart skape et magnetisk felt H_1 som er vinkelrett på strømretningen. Det kan ikke bli noe elektrisk felt siden de to ladningene opphever hverandre. Den tilførte strømmen har momentanverdien null ($t = 0$).
- I fig 4.3b har ladningsbærerne nå forflyttet seg et stykke fra hverandre ($t=45^\circ$) og det har dermed oppstått en elektrisk kraftlinje E_1 mellom den positive og negative ladningen. Den magnetiske kraftlinjen H_1 rundt strømelementet har en høyregjenget dreieretning rundt strømmen samt at den er vinkelrett på det elektriske feltet. Disse kraftvirkningene vil gjøre seg merkbare i hele rommet og forplanter seg utover med lysets hastighet. Utbredelsen av E- og H-feltene følger Poyntings vektor (korkeskrureregelen).
- Strømmen I har nå nådd begge endene av strømelementet ($t=90^\circ$) og har verdien null slik fig 4.3c viser. Både E_1 - og H_1 -linjene har breidd seg lengere ut fra strømelementet. (Husk at vi betrakter prosessen i figur 4.3 i brøkdelen av et sekund. I virkeligheten går E_1 - og H_1 -feltene med lyshastigheten $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s.) Den tilførte strømmen har nå gått 90° (1/4 periode) fra startøyeblikket.
- Strømmen i fig 4.3d ($t = 135^\circ$) har nå snudd fra maksimum og E_1 - og H_1 - feltlinjene utvider seg ytterligere i rommet når ladningsbærerne går sammen.
- Fig. 4.3e ($t = 180^\circ$) viser at ladningsbærerne nå er i nullstilling og ett helt EH felt er skapt. Det er like før det oppstår et nytt magnetisk felt H_2 som vil bli i motfase til det etablerte E_1 - og H_1 -feltet.
- I fig. 4.3f har tilført strøm blitt 225° og strømmen I endrer retning (nedover) og det oppstår nå et nytt elektrisk felt E_2 som har motsatt retning i forhold til det gamle feltet E_1 . Feltet E_1 blir dermed fullstendig lukket og skjøvet utover av de nye kraftlinjene som er dannet mellom den positive og negative ladningsbærerne. (Fig. 4.3 f,g,h viser bbare utbredelse til høyre p.g.a. plasshensyn.)

- Ladningsbærerne har i fig. 4.3g nå nådd endepunktene og strømmen I er atter null ved kantene. E_1 - og H_1 -feltene forplanter seg videre samt at E_2 - og H_2 -feltene *nesten* løsriver seg. Den tilførte strømmen er nå 270° ($3/4$ periode), E_2 - H_2 -feltet er blitt kraftigere og skyver det ytterste E_1 - H_1 -feltet lengere bort.
- Ladningsbærerne og strømmen I er nå tilbake i sin opprinnelige posisjon ($t = 360^\circ$) slik fig. 4.3h viser. *En* periode av den tilførte strømmen er dermed vist og to EM-felt er resultatet. Avstanden mellom disse felt er lik *en* bølgelengde, altså *en* periode som er overensstemmende med *en* periode av tilført strøm.

Siden den tilførte vekselstrøm og vekselspenning *kontinuerlig* vil skape nye felt og samtidig «skyve» de gamle feltene ut fra antennen, oppnås en bølgeutbredelse i rommet. Ved å tilføre en antenne vekselstrøm medfører dette en utbredelse av elektromagnetiske bølger i rommet.

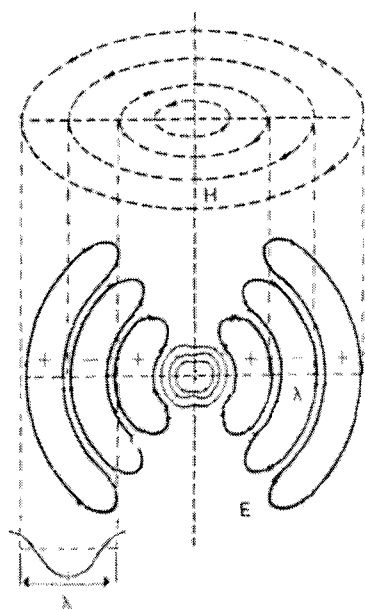


Fig. 4.4. (EM) utstråling fra en dipol

Fig. 4.4 viser et mer komplett bilde av E- og H-feltene rundt en Hertz dipol. Dette er feltbildet etter flere svingninger av tilført strøm i motsetning til fig. 4.3 som bare viste *en* svingning av den tilførte strømmen.

Den utstrålte energien vil for en mottaker i rommet se ut som en *bølgefront* av elektromagnetisk effekt slik fig. 4.5 viser. På lang avstand,

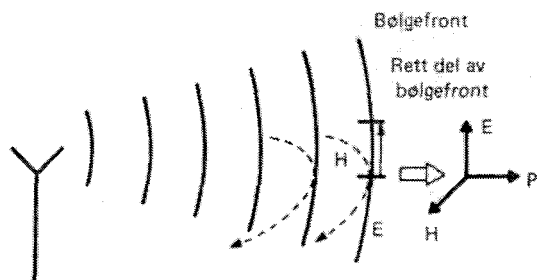


Fig. 4.5. Bølgefront i fjernfeltet

(fjernfeltet) er den mottatte effekten en rak bølgefront istedenfor sfæriske utstrålte bølger. En liten del av en sfære kan ansees som en rett linje og E- og H-feltlinjene ser derfor ut som vinkelrette felt.

4.4 Noen definisjoner

Før vi ser på en rekke antennetyper kan det være gunstig å definere en del vanlige antennebegreper.

Poyntings vektor

En elektromagnetisk bølge består av to komponenter: en E-vektor (Elektrisk felt) samt en H-vektor (Magnetisk felt). E- og H- vektorene er alltid vinkelrette på hverandre, og forplantningsretningen er igjen vinkelrett på de to vektorene, slik det framgår av fig. 4.6.

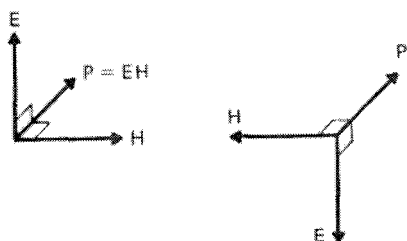


Fig. 4.6. Poyntings vektor

Forplantningsretningen angir produktet av E- og H-feltene, altså en effekttetthet (P) i bølgen som kalles Poyntings vektor og er definert som

$$P = EH \text{ (w/m}^2\text{)}$$

Effektens retning i rommet er pr. definisjon følgende: «Vris E-vektoren medurs minste vinkel mot H-vektoren vil den elektromagnetiske bølgen

forplante seg i samme retning som høyregjenget skruer vil ta i planet.» Dette kalles ofte for «Korkskrueregelen» eller bare Poyntings vektor.

Polarisasjon

Med polarisasjon menes hvordan E-vektoren står i forhold til et definert jordplan. Står E-vektoren vertikalt, kalles det utstrålte feltet for vertikalpolarisert. Står E-vektoren horisontalt i forhold til jordplanet, kalles det utstrålte feltet horisontalpolarisert. Vi har også sirkulær og elliptisk polarisasjon hvor E-vektoren roterer i rommet.

Strålingsdiagram

Strålingsdiagrammene viser hvordan feltstyrken i fjernfeltet fordeler seg rundt en antenne.

Vi kan ha mange typer av strålingsdiagram, f.eks. rundtstrålende, sektorformede eller direkte i ett eller flere plan.

Rent generelt kan vi plassere en antenne i et koordinatplan med 3 akser (x, y, z) og se det totale strålningsdiagrammet i 3 plan, xy - xz og yz planet.

I praksis er vi imidlertid bare interessert i to plan, nemlig horisontalplanet (antennesystemet sett ovenfra) eller vertikalplanet (antennesystemet sett fra ene siden).

Vi kan også definere antennediagrammene som henholdsvis E-plan og H-plan, hvor E-plan er det plan hvor de elektriske bølgene eksisterer og H-plan er det plan hvor de magnetiske feltlinjene eksisterer. En enkel måte å se sammenhengen mellom horisontal/vertikalplan relativt med E eller H plan er å betrakte en vertikalpolarisert dipol over jord.

Slik eksempelet i fig. 4.7 viser sammenfaller E-planet med vertikalplanet og H-planet med horisontalplanet.

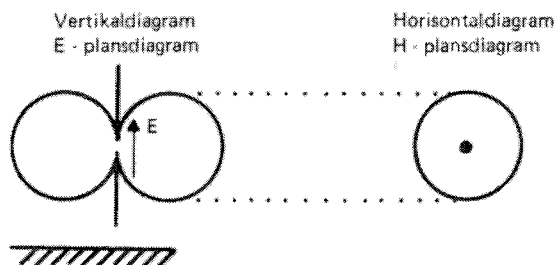


Fig. 4.7. Eksempel på strålingsdiagram

Om vi plasserer en antenne i fritt rom har vi ikke lengre referanse til jord og derfor må vi benytte E- og H-planreferansene for å vite hvordan antennen er orientert i forhold til strålingsdiagrammene.

For antenner plassert over jord benyttes fortrinnsvis uttrykkene vertikal og horisontalplan.

Halveffektsvinkler

Ved å måle strålingsdiagrammet får man beskjed om dets form. Men samtidig kan vi notere ved hvilken vinkeleffekten har falt til halvparten, altså når spenningen (feltstyrken) har falt til $0,707 E$ slik fig. 4.8 viser for henholdsvis rektangulære og polære koordinater. Normalt måles spenningen eller feltstyrken istedenfor effekt.

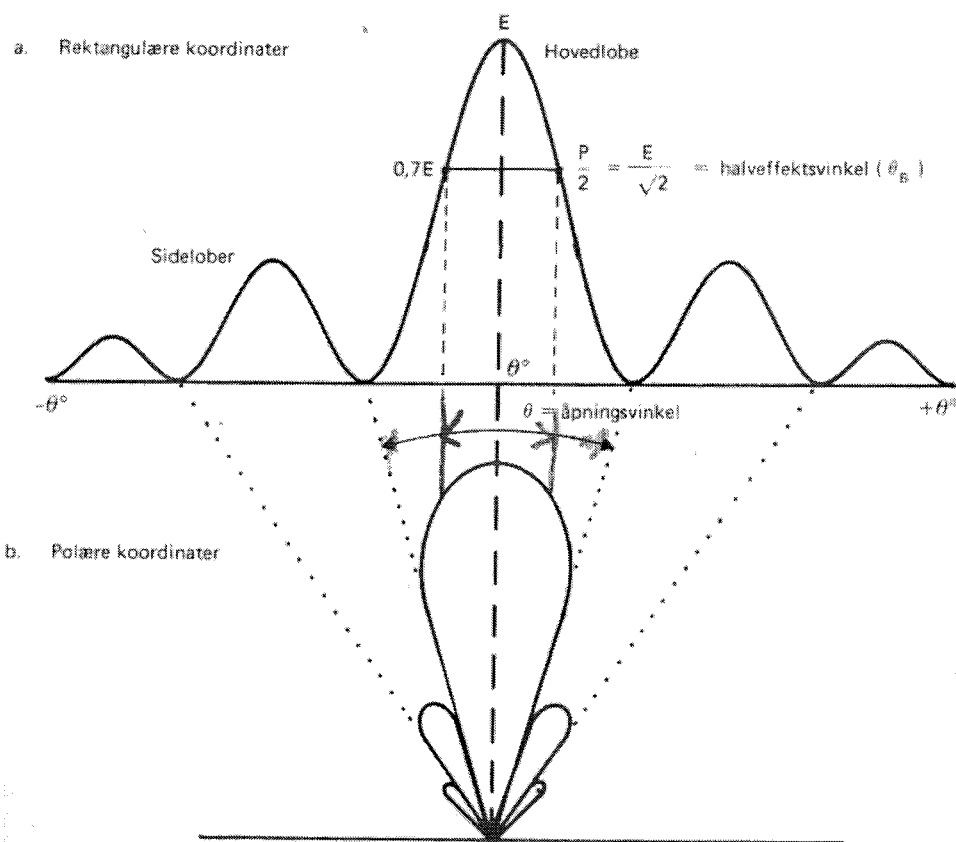


Fig. 4.8. Strålingsdiagram og antennevinkler

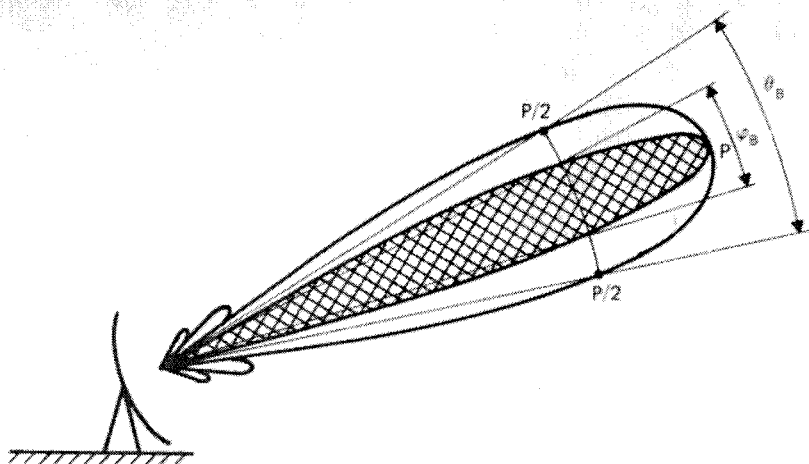


Fig. 4.9. Halveffektsvinkler i to plan

Halveffektsvinklene måles også i to plan vinkelrette på hverandre slik fig. 4.9 viser. Når gainet (vinning) øker så minsker bredden på halveffektsvinklene. Dermed er halveffektsvinklene direkte et uttrykk for en antennes Gain. For en gruppeantenne (flere antenner satt sammen) eller parabolantenne kan Gainet grovt angis etter følgende samband

$$G = K \frac{41000}{\theta_B \cdot \phi_B} \quad (4.2)$$

Hvor θ_B og ϕ_B er halveffektsvinklene (i grader) i to plan vinkelrette på hverandre. K = en faktor som bestemmer hvordan effekten fordeles over antennen. (Normalt er $K = 0,55$ til $0,80$).

Nærfelt og fjernfelt

I *nærfeltet* er ikke de elektriske feltlinjene i samme plan som strømmen. Nærfeltet avtar med kvadratet på avstanden fra antennen, altså avtar det meget raskt. Måler man feltstyrken i nærfeltet får man ikke samme resultat som i fjernfeltet.

Fjernfeltet er det feltet som er av størst interesse ved radiotransmisjon. Det begynner i en avstand fra en enkel dipol, hvor de elektriske feltlinjene er i samme plan som strømmen i antennen, altså E- og H-feltene står vinkelrett på hverandre.

Fjernfeltet for store antennesystem angis som den s.k. Rayleigh-avstanden (R)

$$R = \frac{2L^2}{\lambda}$$

(4.3)

Hvor L = lengden av antennesystemet (eller diameteren til en parabol)

Gain og direktivitet

Av fig. 4.10 ser vi en antenne som stråler ut effekttettheten P_1 likt i alle retninger. På samme avstand r fra antennen, vil vi også måle samme effekttetthet i alle punkter på kule-skallet. Dette kalles isotropisk utstråling.

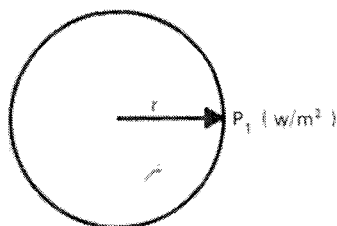


Fig. 4.10. Isotropisk utstråling i rommet

Om vi f.eks. kunne samle den utstrålte effekttettheten P_2 fra antennen og sende den i bare en retning slik fig. 4.11 viser, ville effekttettheten måtte øke på samme avstand r . Forutsetningen er at vi hadde like stor tilført effekt i begge tilfeller. Altså: Ved *samme* avstand r har vi fått en *økning* av effekttettheten i forhold til en isotropisk antenne og dette angir øket direktivitet.

Direktivitet angir således en antennes mulighet til å konsentrere den utstrålte effekten innen et visst område (gitt vinkel) på bekostning av utstråling innen andre vinkler.

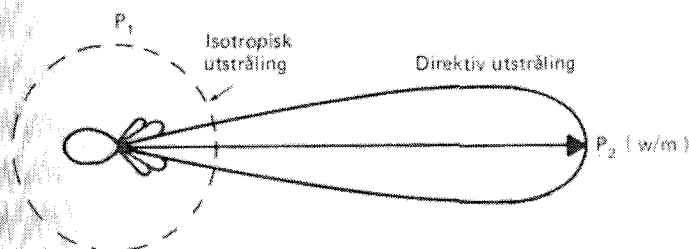


Fig. 4.11. Direktivt strålingsdiagram

En antenne med Direktivitet kalles en direktiv antenne. Samtlige fysiske antenner har Direktivitet i forhold til en isotropisk antenne.

La oss også forklare direktivitet ut fra følgende eksempel:

Hvis vi f.eks. har en lommelykt *uten* reflektor, så lyser pæren med en viss intensitet i *alle* retninger (nesten) ved en viss tilført batterieffekt. På en gitt avstand fra f.eks. en vegg, vil vi ha en viss effekttetthet (lysstyrke).

Om vi v.h.a. en reflektor konsentrerer effekten i *en* retning, ser vi skarpere lys på samme avstand fra veggen. Siden både avstand og tilført effekt fra batteriene er lik, har vi altså oppnådd større effekttetthet, altså Direktivitet.

Hvor mye Direktivitet har reflektorlommelykten? La oss gå videre med lommelykteksemplet:

Om vi *øker* batterieffekten i lommelykten *uten* reflektor slik at lysintensiteten blir like stor i *alle* retninger (isotropisk antenne) som intensiteten i *en* retning fra reflektorlommelykten, så har reflektorlommelykten Direktivitet i *en* retning på *bekostning* av lysutstråling i andre retninger. Eksempel: Om tilført batterieffekt til lommelykten *uten* reflektor var 4 ganger så stor for å gi samme intensiteten på samme avstand som reflektorlommelykten, har vi forholdet

$$P = 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 10 \log \frac{4}{1} = \underline{6 \text{ dBi}}$$

M.a.o. Reflektorlommelykten har 6 dBi direktivitet i sin maksimale retning i forhold til den rundtstrålende (isotropisk) lommelykten uten reflektor.

Gain (Vinning)

Gain i en antenne er ofte stort sett det samme som direktivet. Forskjellen er at *Gainet* tar hensyn til tapene i antennen. *Gainet* (*G*) er definert som

$$G = \frac{\text{Utstrålt effekttetthet i maks. retning fra en antenne}}{\text{Utstrålt effekttetthet fra en referanseantenne}} \quad (4.4)$$

I praksis bruker man oftest *Gain*-begrepet istedenfor direktivitet.

Virkningsgrad

Istedenfor tap brukes ofte benevnningen virkningsgrad til en antenne. Store tap gir lav virkningsgrad og motsatt. Vi kan således skrive:

$$\text{Gain} = \text{Virkningsgrad} \cdot \text{Direktivitet} \quad (4.5)$$

Alle antenner har små eller store tap og dermed en virkningsgrad som er mindre enn 100%. For enkle antenneelementer er tapene så små at vi i praksis ofte bruker uttrykkene Gain og Direktivitet om hverandre, selv om det ikke er helt korrekt.

Virkningsgraden (η) defineres som den utstrålte effekten (P_r) dividert med den tilførte effekten til antennen (P_s). Altså

$$\eta = \frac{P_r}{P_s}$$

Men tilført effekt P_s skal dekke effekttapet P_t pluss utstrålt effekt P_r slik at vi får

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_t}$$

Som tap i fysiske antenner kan nevnes motstanden i tilførselledningene og antennelederne.

Strålingsmotstand (R_s)

Om en antenne stråler ut P watt, er denne effekt tenkt forbrukt i en motstand R_s som får tilført strømmen I (r.m.s.)

$$\text{Altså} \quad P = I^2 R_s$$

For en halvbølgedipol er eksempelvis $R_r = 73$ ohm i senter av antennen.

Bredbåndsegenskaper

Vi kan også til en viss grad bestemme om antennen skal være bredbåndet eller smalbåndet. En bredbåndet antenne fungerer like godt over et bredt frekvensområde, mens en smalbåndet antenne bare er effektiv over et smalt frekvensområde.

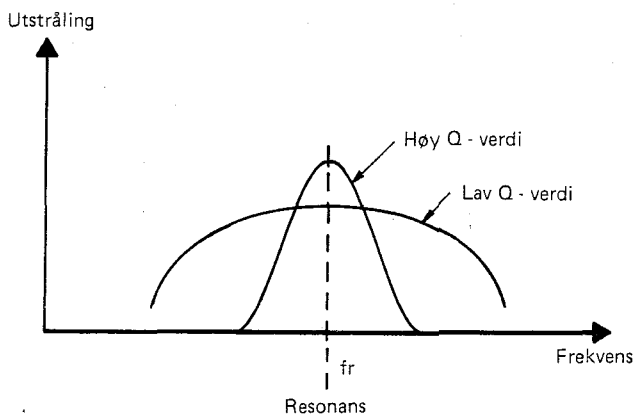


Fig. 4.12. *Q-verdi og båndbredde*

Fra elektrisk kretsteori vet vi at en resonanskrets har en selektivitetskurve som er en funksjon av Q -verdien til kretsen. Høy Q -verdi gir en smal kurve og motsatt for en lav Q -verdi slik det framgår av fig. 4.12.

I en antenne er Q -verdien bestemt av tykkelsen på antennestavene. Dess tykkere staver, dess mindre Q -verdi og dess mer bredbåndet (frekvensuavhengig) blir antennen innen et gitt frekvensområde.

Standbølgeforholdet

Standbølgeforholdet (S) angir hvor mye reflektert effekt eller mistilpasning som råder i grensenittet mellom matekabelen og antennen. (Dette må ikke forveksles med selve antennens standbølgeforhold som er selve forutsetningen for at antenne kan fungere.) Uttrykket for standbølgen er følgende:

$$S = \frac{1 + p}{1 - p}$$

Hvor p = refleksjonsfaktoren.

Om $S = 1$ har vi perfekt tilpasning og ingen reflektert effekt. Dette er i praksis umulig å oppnå. For alle antenner angis derfor S -verdien over et gitt operativt frekvensområde slik fig. 4.13 viser. Er standbølgfaktoren konstant i et frekvensområde så er også Gain og Direktivitet konstant.

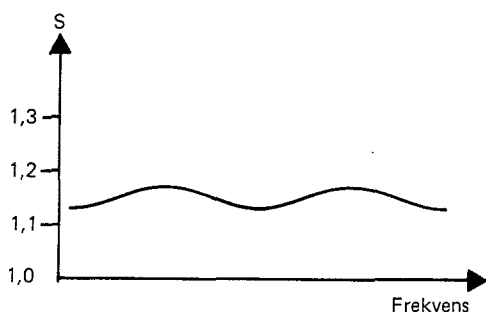


Fig. 4.13. Standbølgefaktoren

4.5 Isotropisk antenne

En isotropisk antenne er definert som en antenne som stråler likt i alle retninger. I praksis er det ikke mulig å lage en slik antenne, men som teoretisk modell har den stor nytte og brukes ofte som referanseantenne når man skal beregne Gain for andre fysiske antenner. Normalt angis Gain i dB og referert til en isotropisk antenne benyttes således dB_i. Den isotropiske antennen har følgende parametre:

- Tapsfri
- Gain = 0 dB_i
- Ingen polarisasjon
- Ingen strålingsmotstand

Fig. 4.14 viser en isotropisk antenne som en meget liten kule som stråler ut effekt i alle retninger og hvor strålingsfæren danner et kuleskall.

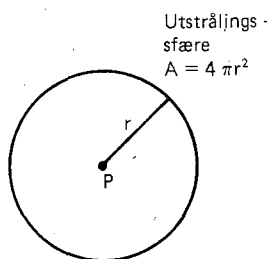


Fig. 4.14. Utstråling fra isotropisk antenne

Siden all utstrålt effekt (P) fra den isotropiske antennen må passere gjennom overflatearealet (A) til sfæren med radius r, må *effektettheten* (P_m) pr. del av arealet være lik:

$$P_m = \frac{P}{A} = \frac{P}{4\pi r^2} \text{ (W/m}^2\text{)} \quad (4.6)$$

Siden arealet av et kuleskall er $4\pi r^2$.

Den utstrålte *effektettheten* (P_m) i en EM-bølge kan skrives som

$$P_m = EH = E \cdot \frac{E}{Z_0} = \frac{E^2}{120\pi} \quad (\text{W/m}^2) \quad (4.7)$$

Siden magnetfeltet er feltstyrken dividert med impedansen Z_0 i fritt rom, hvor $Z_0 = 120\pi = 377 \text{ ohm}$.

Vi har nå to uttrykk 4.6 og 4.7 som gir P_m . Disse settes like hverandre, altså:

$$\frac{E^2}{120\pi} = \frac{P}{4\pi r^2}$$

Løser vi ut feltstyrken E får vi

$$E = \frac{\sqrt{30P}}{r} \quad (\text{W/m}^2) \quad \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right] \quad (4.8)$$

Uttrykket er viktig da det gir den elektriske feltstyrken E ved avstanden r fra en isotropisk antenne som stråler ut effekten P .

Man kan også sette $P = \text{ERP}$ (Effective Radiated Power), altså den effekt som stråles ut fra selve antennen når man tar hensyn til kabeltap og Gain i antennen, slik fig. 4.15 viser.

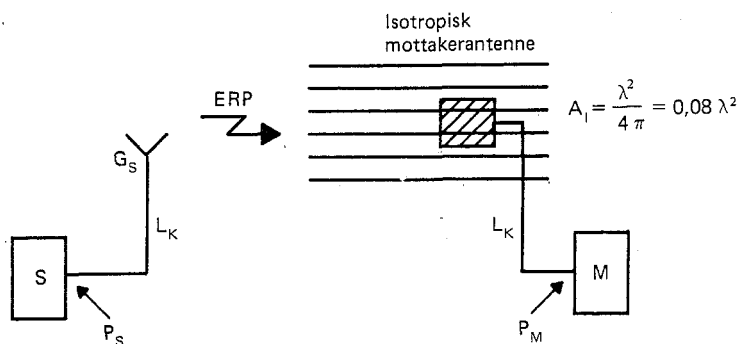


Fig. 4.15. Antennes mottakerareal

Siden en *isotropisk* antenne er et ideelt antenneelement er den også tapsfri. Det vil si at den tilførte effekt til en slik antenne blir lik utstrålt effekt. Tar man hensyn til Gainet (G) i en fysisk antenne kan man finne feltstyrken E med følgende modifiserte uttrykk:

$$E = \frac{\sqrt{30P \cdot G}}{r} \quad (4.9)$$

Den isotropiske antennes *areal* er gitt som

$$A_I = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (4.10)$$

Som man ser av uttrykket 4.10 er dette arealet proporsjonalt med bølgelengden. Arealet kan en typisk se som oppfangingsareal, hvis antennen benyttes som mottakerantenne. Det betyr at den mottatte effekttettheten P_m (W/m^2) vil indusere effekt $P(w)$ i mottakerantennen slik det også framgår av fig. 4.15.

4.7 Halvbølgedipolen

Vi skal nu se litt nærmere på den kanskje mest brukte antennen i praksis; *halvbølgedipolen*. Som det framgår av navnet er hele antennen en halv bølgelengde lang, altså hver stav er en kvart bølgelengde slik fig. 4.18 viser.

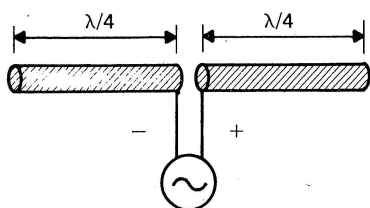


Fig. 4.18. Halvbølgedipol

For å forklare antennen la oss først se på en vanlig åpen transmisjonslinje som er $\lambda/4$ lang slik fig 4.19 viser. Siden transmisjonslinjen består av uendelig mange induktanser og motstander i serie samt at to parallelle tråder gir en kondensatoreffekt vil feltenergien konsentreres

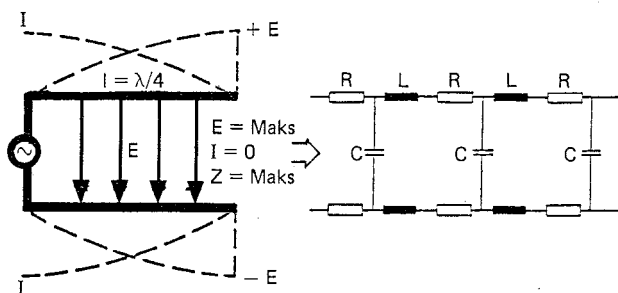


Fig. 4.19. Strøm og spenning i en transmisjonslinje $\lambda/4$ lang

i de fordelte kapasitanser og induktanser. Energien ligger således hovedsakelig bundet mellom lederne og meget lite stråles ut.

I fig. 4.20 rettes kretsene ut og feltlinjene blir lengre, kondensatorvirkningen mellom lederne blir mindre og utstrålingen blir sterkere. Siden linjen er åpen i enden må spenningen bli maksimum, fordi strømmen $I \sim 0$ ved endene. Samtidig er impedansen $Z = E/I = \text{maks}/0 = \text{maks}$ ute ved enden.

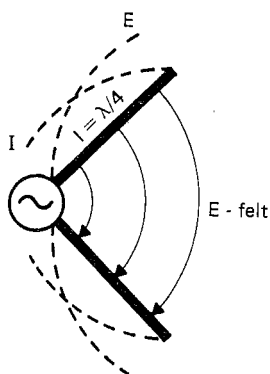


Fig. 4.20. Strøm og spenning i en bøyd transmisjonslinje

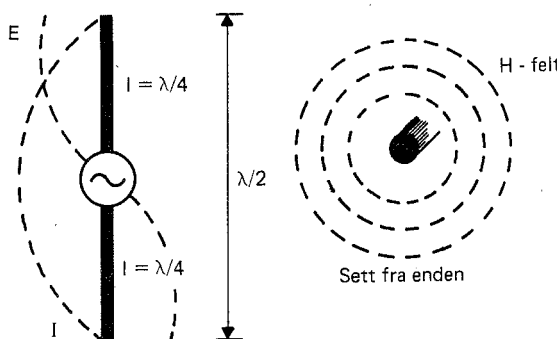


Fig. 4.21. Maksimum utstråling fra en halvbølgedipol

Fig. 4.21 viser tilfellet når den utstrålte energien er størst (minst bundet energi mellom lederne). Strømfordelingen (I) blir da tilnærmet en halv sinusbølge (eller cosinus). Siden vi har to poler ut fra generator, kalles dette en dipol (to-pol).

Samtidig vil en slik åpen transmisjonslinje gi totalrefleksjon hvis den blir påtrykket spenning fra en generator, og vi får det karakteristiske standbølgeforholdet slik fig. 4.22 viser.

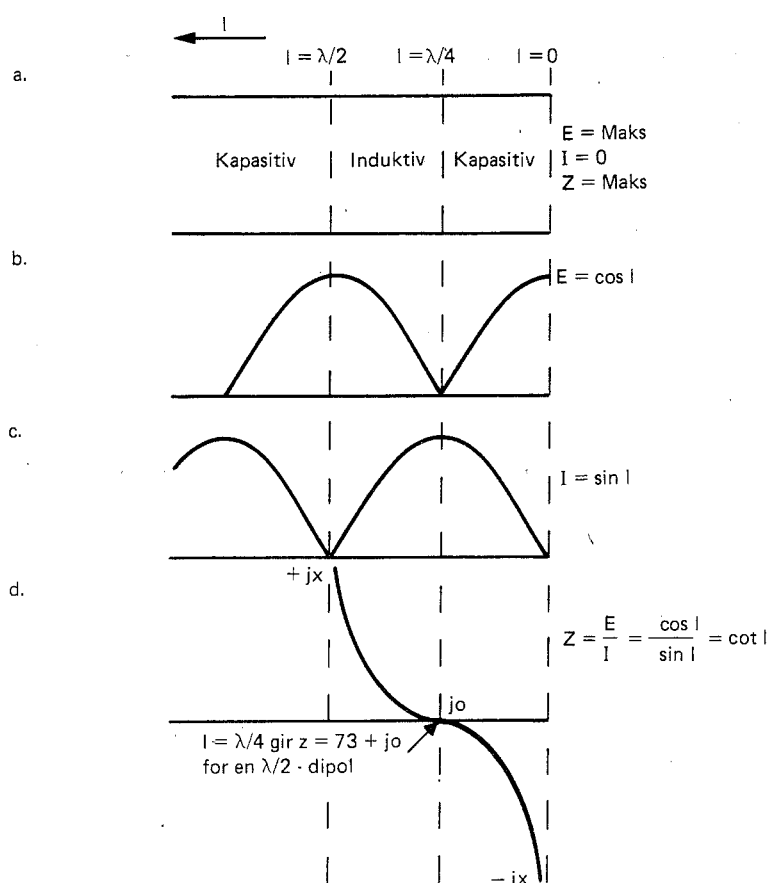


Fig. 4.22. Spennings-, strøm- og reaktanskurver for en åpen transmisjonslinje

Forholdet mellom E og I gir impedanskurven. Det viser seg at impedansen Z blir en cotangensfunksjon og $l < \lambda/4$ gir kapasitiv reaktans, men $\lambda/4 < l < \lambda/2$ gir induktiv reaktans.

For en halvbølgedipol ser vi at impedansen passerer $\pm j0$, og vil således ha ren resistans i matningspunktet, hvilket er en stor fordel.

Siden den framovergående spenningen E_F vil bli totalreflektert (E_R) ved den åpne enden, vil vi få en stående bølge på dipolen. Dipolen er i full resonans og vil stråle ut energien fra den stående bølgen maksimalt.

Hver stav i dipolen har motsatt polaritet slik at de vekselvis (pga. tilført RF vekselstrøm) blir oppladet positivt og negativt slik fig. 4.23 viser. Strømmen I har en strømfordeling som er tilnærmet sinusformet og vil

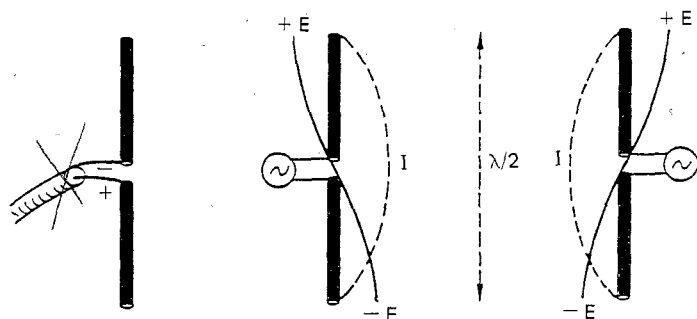


Fig. 4.23. Halvbølgedipolens vekslende spennings- og strømkurver

gå til null når kapasitetene er ferdigladet. Strømmen blir da null for så å bli sinusformet igjen.

I halvbølgedipolen er spenning og strøm i fase, hvilket gjør at maksimum stråling blir vinkelrett på antenneaksen.

En halvbølgedipol er altså to tråder eller metallstaver satt sammen og hvor matekabelens to ledere festes til hver sin dipolstav.

Metallstavene vil alltid representere induktivitets på samme måte som vanlige ledere og kapasitans vil representere avstanden mellom dipolene (eller mellom vanlige ledere). Og på samme måte som vanlige LC-kretser, kan en dipol bringes til resonans ved en bestemt frekvens som bestemmes av lengden på dipolen.

Dipoler er således i prinsippet en LC-svingekrets. Hvis dipolens staver blir tykkere synker Q-verdien. Det betyr at dipolen kan benyttes over et litt større frekvensområde uten at den «faller ut» av maksimum resonans slik fig. 4.24 viser.

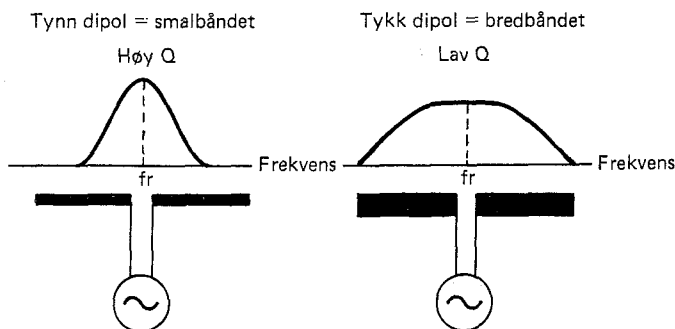


Fig. 4.24. Dipolens tykkelse og frekvensavhengighet

Pga. at EM-bølgen går saktere i metaller enn i fritt rom, må vi ta hensyn til dette når *lengden* av halvbølgedipolen skal bestemmes.

Vi definerer en s.k. K-faktor som

$$K = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.13)$$

Hvor ϵ_r = dielektrisitetskonstanten i et medium. ($\epsilon_r = 1$ for luft)

K-faktoren (eller forkortningsfaktoren) er i metaller ca. lik 0,95, dvs. at EM-bølgene går med 5% lavere hastighet i metall enn i luft.

Men $K = 0,95$ er et gjennomsnittstall. I virkeligheten vil K-faktoren variere litt med forholdet *lengde/tykkelse* (l/d) for dipolstavene. Fig. 4.25 viser en slik kurve hvor vi kan få fram en mer nøyaktig verdi for K.

Som vi ser av fig. 4.25 er det i hovedsak for tykkere dipoler (hvor l/d er mindre enn 100) hvor K-faktoren varierer sterkere, og kan bli så liten som 0,92. For tynnere dipoler blir den tilnærmet 0,98.

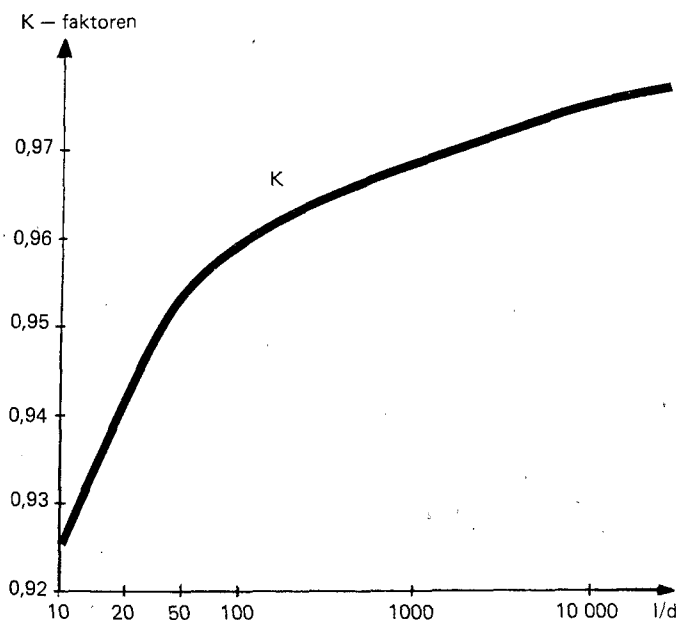


Fig. 4.25. K-faktorens variasjon med l/d -forholdet

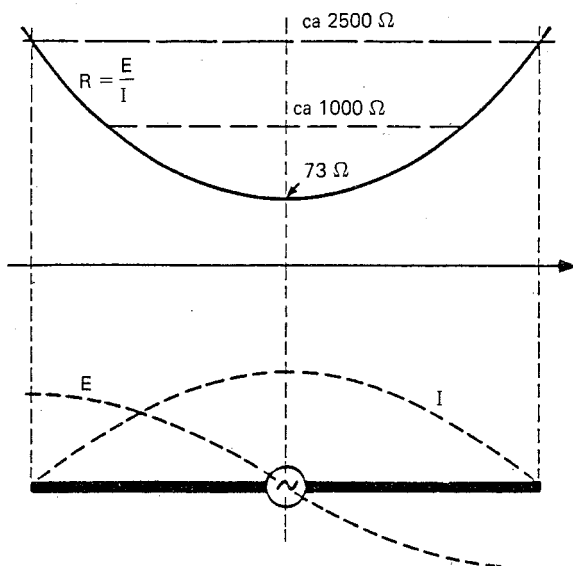


Fig. 4.26. Impedansen for en halvbølgedipol

En av de store fordelene med halvbølgedipoler er at den ikke har reaktans, hvilket betyr at matningen blir enkel. De induktive og kapasitive reaktansene for $L = \lambda/2$ blir like store og opphever således hverandre. Siden resistansen (R_r) hele tiden er for holdet mellom spenning og strømkurvene (ifølge Ohms lov) må strålingsresistansen forandre seg avhengig av hvor vi mater antennen slik fig. 4.26 viser. I senter av dipolen blir strålingsresistansen 73 ohm og ved ytterkantene ca. 2500 ohm . Det betyr at ved en viss avstand fra senter vil vi ha ca. 300 ohm som er lik den karakteristiske impedansen til en vanlig bandkabel, noe som iblant blir utnyttet.

Halvbølgedipolens strålingsdiagram blir skapt ved at hver enkelt liten del av antennen tenkes å stråle som en Hertz dipol, slik fig. 4.27 viser.

Et lite strømelement dy gir et lite feltstyrkebidrag dE . Summerer vi alle disse små feltstyrkebidragene over dipolens totale lengde, vil vi få det totale strålingsdiagrammets form som kan skrives

$$E = K \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\sin \theta} \quad (4.14)$$

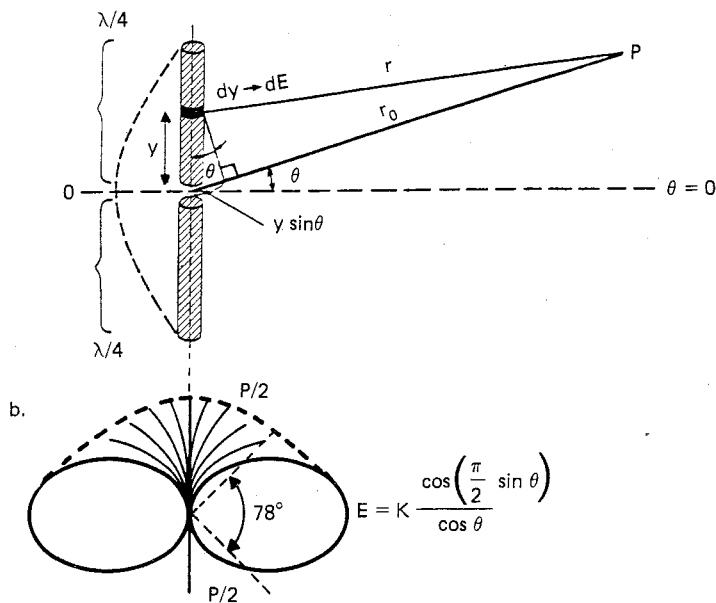


Fig. 4.27. Strålingsfunksjon og strålingsdiagram for en halvbølgedipol

Alle strømelementene dy stråler selvsagt ikke like meget pga. at strømfordelingen over dipolen er cosinusformet. Strømelementene nær senter stråler mer enn de som befinner seg lengre fra senter. Men siden hvert strømelement dy er meget lite kan det sies å være konstant og da kan vi benytte modellen med en Hertz dipol som vi allerede kjenner utstrålt feltstyrke for.

Halvbølgedipolens Gain kan skrives

$$\text{Gain} = 1,64 = 10 \log 1,64 = \underline{2,14 \text{ dBi}}$$

M.a.o. den er mer direktiv enn for en Hertz dipol ($G = 1,75 \text{ dBi}$).

4.8 Impedans for forskjellige dipoler

Halvbølgedipolen er den mest populære dipolen i hovedsak fordi den har en strålningsresistans som er rent resistiv og lik 73 ohm (sentermatning).

Strålningsresistansen er altså en tenkt resistans som vil forbruke samme effekt som antennen stråler ut. Iblant blir den også kalt inn-

gangsresistansen når man snakker om mottakerantenner, selv om de ikke behøver å være helt identiske i alle tilfeller.

Ofte bruker man ordet impedans istedenfor resistans. En impedans er som kjent gitt av:

$$Z = a + jb = \text{resistiv} + \text{reaktiv del}$$

På inngangsklemmene til en mottakerantenne kan vi måle inngangs-impedansen. Varieres antennelengden og tykkelsen, kan vi finne at den reaktive og resistive delen av impedansen vil variere slik det framgår av fig. 4.28.

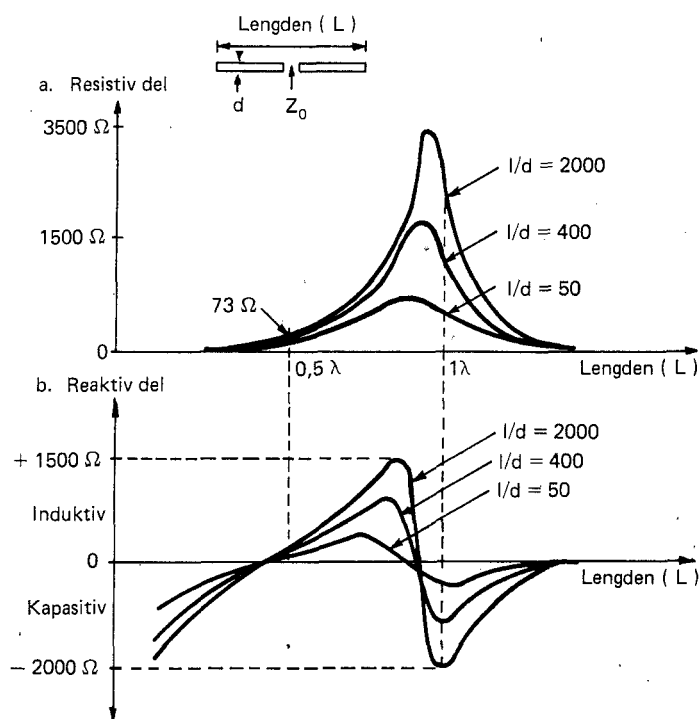


Fig. 4.28. Impedanskurver for en dipol med lengden L

Fig. 4.28a viser den resistive delen av impedansen og det er relativt store variasjoner med antennelengden. Den interessante delen av kurven er når lengden $L = 0,5\lambda$. (Altså en halvbølgedipol.) Vi ser at resistansen er 73 ohm som tidligere angitt.

Av fig. 4.28b ser en kurvene for reaktansens variasjon med dipol-lengden. For $L = 0,5\lambda$ ser vi at det finnes en liten induktans. Justeres

dipollengden til at den blir *litt* kortere enn en halv bølgelengde blir induktansen lik null og impedansen består da av en ren resistiv belastning litt mindre enn 73 ohm. (Ref. K-faktoren.)

Det framgår også av fig. 4.28 at både resistansen og reaktansen varierer med tykkelsen d . Et lite l/d -forhold vil ikke gjøre at resistansen og reaktansen varierer så kraftig som ved et stort l/d -forhold.

Et lite l/d -forhold sier at d er stor i forhold til l , altså man har en tykk dipol. En tynn dipol gir da selvsagt et stort l/d -forhold.

En tykk dipolstav vil gjøre at impedansen ikke varierer så meget med frekvensen. Det framgår av reaktanskurvene i fig. 4.28. Derfor brukes tykke staver når man ønsker at antennen skal være relativt frekvens uavhengig over et visst område, slik som tidligere forklart.

Siden hver dipolstav kan betraktes som en åpen transmisjonslinje, kan vi ut fra fig. 4.29 også se om reaktansen blir kapazitiv eller induktiv. Når en dipolstav er $\lambda/4$, altså en halvbølgedipol, blir inngangsimpedansen rent resistiv.

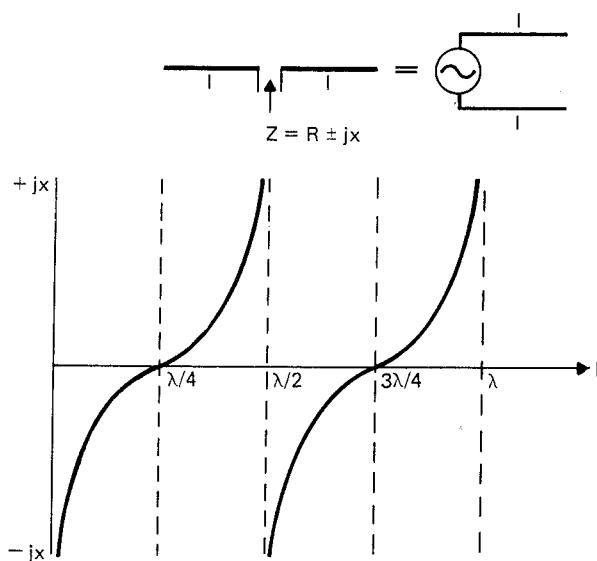


Fig. 4.29. Reaktanskurver for en åpen transmisjonslinje

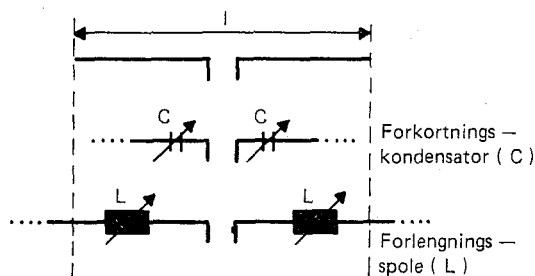


Fig. 4.30. Justering av dipolens elektriske lengde

Da forstår man også at en dipol kan gjøres kortere eller lengre, dvs. den kan justeres til resonansfrekvens ved å legge en kondensator eller spole i serie med dipolen. I prinsippet kan det se ut som fig. 4.30 viser.

Kopler man en spole i serie vil man bevege seg til høyre på kurven i fig. 4.29 og antennen blir i resonans ved en lengre bølgelengde, altså lavere frekvens. Det motsatte vil skje ved en kondensator i serie. Blir antennen mer kapazitiv, blir den kortere og blir i resonans ved en høyere frekvens.

Dette kan vi også hvis vi har formelen for en resonanskrets

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.15)$$

Hvor:

f_0 = resonansfrekvensen i Hz

L = induktans

C = kapasitans

Har antennen en forlengningsspole L_f , kan vi skrive uttrykket som

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{C(L + L_f)}} \quad (4.16)$$

Øker man således induktansen med L_f synker resonansfrekvensen. En kondensator i serie med antennens egenkapasitans blir en parallellkopling av to kondensatorer og det betyr mindre total kapasitans, altså C minskes og resonansfrekvensen økes.

Benyttes en forlengningsspole, skal vi huske at denne har en egen resistans som kommer i serie med antennens egenresistans. Total-effekten skal fordeles mellom spolens resistans og antennens strålingsresistans. Derfor bør man forsøke å lage antennen så lang som en halvbølgedipol, eller en kvartbølge-monopol for å oppnå en stor strålingsmotstand.

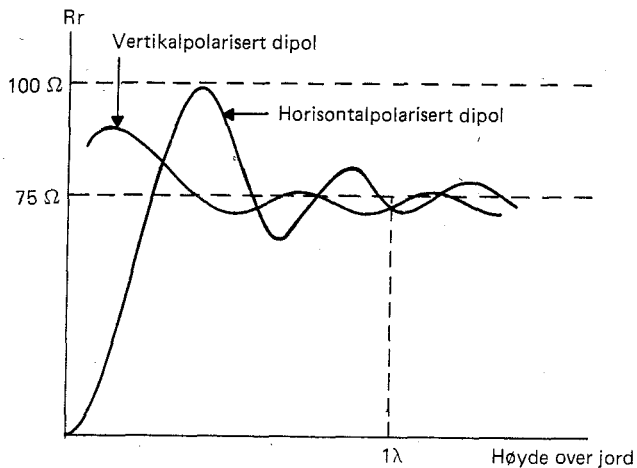


Fig. 4.31. Strålingsmotstandens variasjon med høyden over jord

Man skal også være klar over at strålingsresistansen varierer med antennens høyde over jord, slik fig. 4.31 viser for et *perfekt* jordplan. Vi ser at strålingsresistansen *varierer* mer for en horisontalpolarisert dipol enn en vertikalpolarisert. Dette kan enkelt forklares med at en horisontalpolarisert dipol har stor flate mot jord (stråler mot jord) og man får en kondensatorvirkning som gjør at koplingen blir sterk, slik fig. 4.32a viser. Dermed vil en liten forandring av høyden gi store

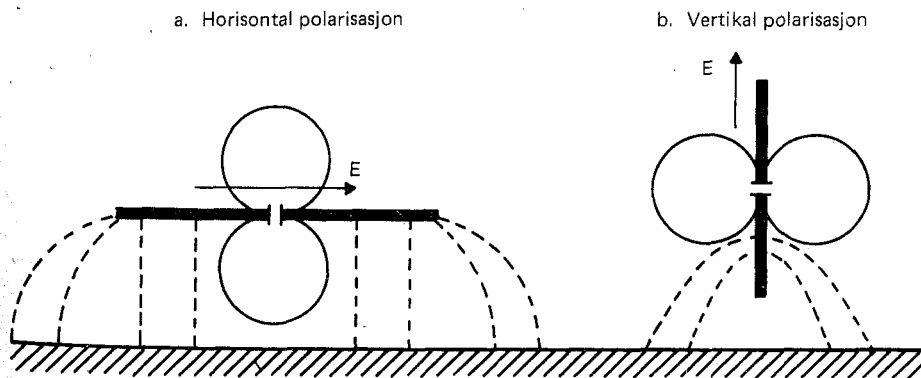


Fig. 4.32. Koplingseffekter til jord

utslag av strålingsresistansen. For vertikal polarisert antenne blir antenneflaten og strålingen mot jord og dermed koplingen liten, slik fig. 4.32b viser.

Når avstanden over jord blir større enn ca. en bølgelengde, vil strålningsresistansen flate ut og gå mot verdien 73 ohm.

4.9 Foldet halvbølgedipol

Prinsipielt er en foldet halvbølgedipol to halvbølgedipoler i parallell, slik fig. 4.33 viser. Når begge staven står nær hverandre, blir det induisert samme mengde strøm i begge staver. Tilsammen tilsvarer det strømmen i en vanlig halvbølgedipol.

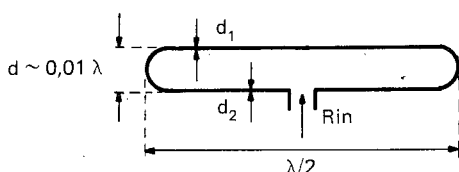


Fig. 4.33. Foldet halvbølgedipol

Siden formen og størrelsen for en foldet dipol stort sett er den samme som for en halvbølgedipol, blir også Gainet det samme og dermed også strålingsdiagrammet det samme.

Forskjellen mellom en foldet dipol og en halvbølgedipol er at strålingsresistansen blir større, samt at en foldet dipol er frekvensuavhengig i et noe større område, altså noe mer bredbåndet. Siden staven står nær hverandre ($< 0,1\lambda$) oppfattes dette av EM-bølgene (radio-bølgene) som en tykk dipol i forhold til bølgelengden.

Vi kan skrive følgende uttrykk for strålingsresistansen:

$$R_r = 73(1 + d_1/d_2)^2 \quad (4.17)$$

Hvor d_1 og d_2 er tykkelsen (diameteren) på dipolstavene slik fig. 4.33 viser.

Om begge staven er like tykke (som er normalt) blir $d_1/d_2 = 1$ og vi får

$$R_r = 73(1 + 1)^2 = 73 \cdot 4 = 292 \text{ ohm}$$

Siden en foldet halvbølgedipol har nesten samme karakteristiske impedans som en båndkabel (ca. 300 ohm), kan kabelen koples direkte til en foldet halvbølgedipol uten at det oppstår refleksjoner og at det behøves tilpasningsledd mellom kabel og antenne. M.a.o., standbølgeforholdet er tilnærmet verdien 1.

4.19 Yagi-Uda-antennen

En meget populær og kjent antenne, spesielt ved TV- og radiomot-taking, er den s.k. Yagi-antennen, eller Yagi-Uda-antennen som den også (mer rettferdig) bør kalles.

Yagi-antennen er en form for gruppeantenne fordi Gainet øker med antallet elementer. Imidlertid er den spesiell på den måten at det er kun *ett* antenneelement som mates med effekt (er *aktivt*) v.h.a. en mateledning. De øvrige elementene blir ikke matet med strøm direkte og kalles derfor *passive* elementer (eller parasittelement).

Yagi-antennen kan bestå av alt fra tre elementer opp til kanskje 15 – 20 og benyttes først og fremst innen VHF/UHF-området. Den er relativ enkel både å konstruere og framstille og gir høyt Gain på bekostning av relativ liten bandbredde på ca. 4 – 5%, av det aktuelle frekvensområdet.

Prinsippet går i korthet ut på matning av *ett* aktivt element som således kopler energi til parasittelementene. Disse vil begynne å stråle og vi får et visst øket Gain.

Det aktive elementet er vanligvis en foldet halvbølgedipol. De passive elementene (eller parasittelementene) kalles reflektorer eller direkto-rer, slik fig. 4.52 viser.

Reflektor ($> \lambda/2$)

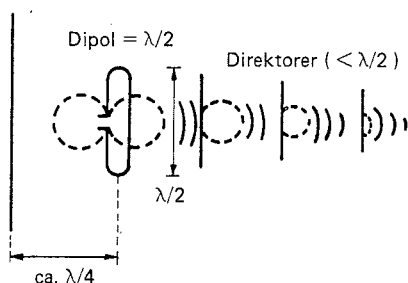


Fig. 4.52. Fem-elements Yagi-antenne

Normalt består en Yagi-antenne av *en* reflektor plassert *bak* det aktive elementet og en eller flere direktorer plassert *foran* det aktive elementet. Parassittelementene har en lengde *omkring* $\lambda/2$, mens avstanden mellom elementene er ca. $0,15\lambda - 0,25\lambda$.

Øker man antallet direktorer, øker også Gainet til antennen og maksimal utstråling skjer fra «spissen» på antennen.

Reflektoren er plassert ca. $\lambda/4$ bak matedipolen av følgende årsak:

- Utstrålingen fra dipolen forplantes i luft 90° ($\lambda/4$) før den reflekteres.
- Ved reflektoren fasevender signalet 180° ved reflektoren (ifølge grensevilkårene).
- Det reflekterte signalet forplantes 90° ($\lambda/4$) tilbake til dipolen.
- Totalt har således effekten fra dipol til reflektor og tilbake gått i alt $90^\circ + 180^\circ + 90^\circ = 360^\circ$

Altså vil det reflekterte signalet være i fase med det utstrålte og gi 3 dBi Gain i framoverretningen (hvis vi har en ideell reflektor).

Fordi effekten fra den matede dipolen selvfølgelig også stråler i framoverretningen, blir det indusert strømmer i direktorene. Disse vil begynne å stråle, både framover og bakover, og indusere ytterligere strømmer i de andre direktorene.

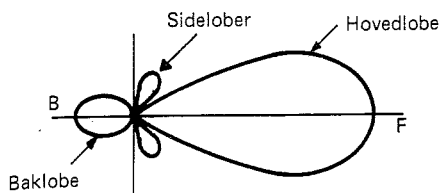


Fig. 4.53. Typisk strålingsdiagram for en Yagi-antenne

Imidlertid vil f.eks. første direktor «oppfatte» den matede dipolen (som er lengre) som en reflektor og dermed få reflektert energi fra denne på samme måte som angitt over, altså 90° i gangvei + 180° , fasevridning + 90° gangvei tilbake = 360° . Altså i fase! Neste direktor vil også oppfatte foregående direktor som større og få reflektert effekt fra denne, osv.

Dermed må resultatet bli at mest effekt stråler framover og bidrar til å forme en stor hovedlobe (maksimum feltstyrke) i framoverretninger, slik fig. 4.53 viser.

Generelt kan vi si at *fram/bakforholdet* ofte er viktigere enn det å tilstrebe optimalt Gain (smalest hovedlobe). Fram/bakforholdet må være stort hvis vi har sterke forstyrrelser i den retningen hvor bakloben peker. Øker fram/bakforholdet (altså strålingen bakover blir mindre) blir hovedlobens strålingsdiagram bredere og Gainet synker.

Dess lengre bort fra den matede dipolen man kommer, dess mindre strømmer blir det indusert i de alt kortere direktorene. M.a.o. å øke en Yagi-antenne fra 3 til 4 – 5 – 6 elementer gir relativt stort øket Gain. F.eks. å øke en 10 elements Yagi med 2 – 3 nye direktorer gir mindre tillegg av Gainet. Fig. 4.54 gir en grov indikering på Gain som funksjon av antall elementer.

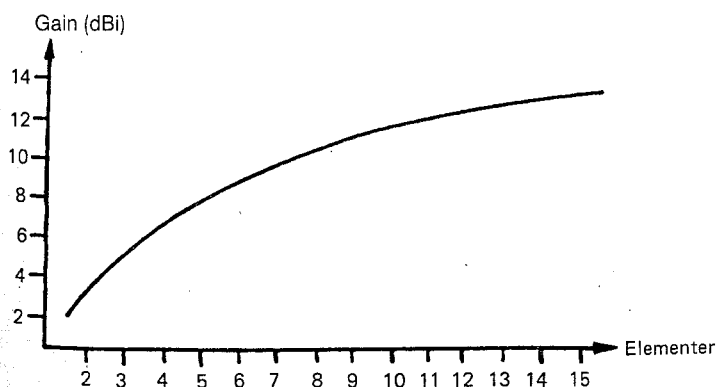


Fig. 4.54. Gain for Yagi-antenner

Hele Yagi-antennen baserer seg således på prinsippet om gjensidig kopling. Selv om bare *en* antenne er matet fra kabel vil de øvrige direktorer bli feltstyrkemattet og således stråle som en gruppe antenne.

Siden «alle kopler effekt til alle» i et Yagi-system og derved induserer strømmer både i fase og motfase, må lengden og avstanden mellom hvert element justeres for at maksimum Gain skal oppnås for et visst antall element. Ønsker man å øke eller minske antallet elementer må man justere avstand og lengde for at hver direktor skal kunne stråle mest mulig i fase med hverandre og således forsterke signalet. Avstanden angitt som $\lambda/4$ er *generell* og ikke absolutt. Lengden av direktorene *behøver* ikke å avta i et bestemt mønster. Ved å justere andre distanseavstander kan enkelte direktorer være usymmetriske kortere eller lengre.

Derfor finnes det ofte et stort antall variasjoner på oppbyggingen av en Yagi-antenne, m.h.t. hvordan reflektorer og direktorer ser ut både i form, lengde og avstand.