



M.H. Trompstraat 6
3601 HT Maarssen
Nederland
Tel: + 31 (0) 346 284004
Fax: + 31 (0) 346 283691
Email: info@totech.nl
Web: www.totech.nl
KvK: 30169033
BTW: NL1731.97.863.B.01

***Nabije en Verre veld Formules voor lus en draadsegment.
Near en Far field Formulas for a loop and wire segment.***

Versie 1.5, 25 februari 2009, Language: Dutch, Wim Telkamp

Dit document is slechts ter informatie geplaatst op de Website van TeTech. TeTech is niet aansprakelijk voor enige directe of indirecte schade voortvloeiende uit het gebruik van enig gegeven uit dit document. Kopiëren van dit document is toegestaan uitsluitend t.b.v. niet commercieel gebruik, mits in zijn geheel, ongewijzigd en voorzien van bronvermelding. Locatie <http://www.totech.nl/divers/VeldForm.pdf> .

Copyright © 2003-2009, TeTech.

Dit document is een opsomming van een aantal verre en nabije veld formules van enkele constructies welke veel kleiner zijn dan de golflengte. Eveneens worden enkele praktische tips gegeven met betrekking tot de praktische toepassing. Deze formules zijn handig bij het doen van EMC inschattingen, rendementsberekeningen van elektrisch kleine antennes en veldberekeningen.

De formules zijn vereenvoudigingen van de veldformules voor de Magnetische en Elektrische Dipool. U vindt ze op de laatste pagina van dit document.

De afbeeldingen bevinden zich aan het einde van de tekst. Zie voor gerelateerde onderwerpen de Begrippenlijst Antennes en Propagatie (locatie <http://www.totech.nl/begripAP.htm>).

Inhoudsopgave:

1. Inleiding.	3
2. Het E- en H- veld rond een recht stukje draad.	5
3. Het E- en H- veld rond een Hertze en Korte Dipool.	7
3.1. <i>De Hertze (Elektrische) Dipool.</i>	7
3.2. <i>De Korte Dipool.</i>	8
3.3. <i>De Korte Monopool.</i>	9
3.4. <i>De halve golf dipool.</i>	11
4. Het E- en H- veld rond een Magnetische Dipool (lusje).	12
5. De praktische toepassing.	14
5.1. <i>Inleiding.</i>	14
5.2. <i>Nabije veld en rendement van een 3.6 MHz loop antenne.</i>	14
5.3. <i>Het effectief oppervlak van kleine lussen en dipolen.</i>	15
5.4. <i>Combinaties van Magnetische en Elektrische Dipool.</i>	16
5.5. <i>Invloed van de frequentie.</i>	17
5.6. <i>Differential en common mode stromen in kabels.</i>	18
6. Diëlectrische materialen.	20
6.1. <i>Inleiding.</i>	20
6.2. <i>De invloed van Diëlectrisch (Diëlektrisch) materiaal (bijv. printplaat) op het opgewekte E- en H-veld.</i>	20
6.3. <i>Hoe met diëlectrica om te gaan in relatie tot de genoemde benaderingsformules?</i>	22
7. Afbeeldingen.	22
8. De Algemene formules voor de Elektrisch gezien kleine Magnetische en Elektrische Dipool.	28

1. Inleiding.

Elektrische en magnetische velden zijn niet weg te denken in de elektrotechniek. Veel elektronische componenten en systeemdelen hebben hun werking voor een groot deel te danken aan de krachtwerking van elektrische en magnetische velden.

Draadloze telecommunicatie is zonder EM veld praktisch onmogelijk (ook licht is een EM verschijnsel). Een paar zaken met betrekking tot elektrische en magnetische velden:

1. Niet bewegende lading (welke niet door atoomkernen gecompenseerd wordt), wekt uitsluitend een elektrisch veld op (statisch niet in de tijd variërend, denk aan statische elektriciteit).
2. Eenparig bewegende lading wekt een magnetisch veld op. Het veld is evenredig met de snelheid van de lading en de hoeveelheid lading (dus recht evenredig met de stroomsterkte).
3. Lading welke een versnelling ondergaat wekt naast gewone magnetische en elektrische velden eveneens een stralingsveld op (EM golf). De veldsterkte is evenredig met de versnelling van de lading en de hoeveelheid lading welke versneld wordt. Het evenredig zijn met de versnelling is de reden dat in veel constructies het stralingsveld tenminste recht evenredig met de frequentie van de stroom is.

In diverse gevallen worden de door een bewegende lading opgewekte velden weer gedeeltelijk opgeheven (bijvoorbeeld door de retourstroom in gesloten stroomkringen of in de vorm van wervelstromen).

In geval van H-, E- velden en antennes worden de volgende afstandgebieden onderscheiden (geldig voor constructies welke veel kleiner zijn dan de bijbehorende golflengte, r = afstand tot de constructie):

1. $r \gg \lambda/2\pi$ ($r \gg 0.15\lambda$). Dit is de zogenaamde verre veld afstand. Op afstanden veel groter dan $r = \lambda/2\pi$ is het magnetisch veld gekoppeld aan het elektrisch veld (ongeacht hoe de velden opgewekt zijn), De relatie tussen E en H wordt bepaald door het medium waarin de velden zich bevinden. Er geldt: $E/H = Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$. Voor het vacuüm geldt $E/H = Z_0 = 377 \text{ Ohm}$. Zij zijn in de tijd gezien in fase, doch staan ruimtelijk gezien 90° op elkaar en staan beiden loodrecht op de uitbreidingsrichting. De uitbreidingssnelheid van het EM veld bedraagt $1/\sqrt{\mu \cdot \epsilon}$.
2. $r \ll \lambda/2\pi$. Voor afstanden veel kleiner dan 0,16 maal de golflengte, bevindt men zich in het zogenaamde nabije veld. Hier zijn de formules uit de statica en dynamica van toepassing (stralingsaspecten spelen niet). Afhankelijk van de constructie die de velden opwekt, is het elektrisch of het magnetisch veld dominant.
3. $l \ll r \ll \lambda/2\pi$. Dit is een deelgebied van item 2. De enige extra voorwaarde is dat de afstand tot de constructie veel groter is dan de grootste afmeting van de constructie. In dit gebied kan men gebruik maken van diverse standaardformules welke een relatie leggen tussen de stroom en de opgewekte magnetische en elektrische velden zonder dat men gebruik hoeft te maken van integraalrekening. Deze formules zijn bijzonder handig in geval van EMC en stralingsveiligheidsanalyse. Dit document behandelt deze formules.

Opm:

Voor constructies welke veel groter dan de golflengte zijn, wordt ook van een overgangsgedebied gesproken (transition field). Het overgangsgedebied bevindt zich tussen het nabije en verre veld gebied in. Het is dat gebied waarbij E en H worden bepaald door het medium (dus in feite verre veld condities), doch het stralingsdiagram van de antenne nog afhankelijk is van de afstand tot de antenne. In het verre veld is het stralingsdiagram van de antenne niet meer afhankelijk van de afstand tot de antenne (ook wel Fraunhofer [Fraunhofer] gebied genoemd).

Indien $r > 2b^2/\lambda$, dan bevindt men zich in het verre veld van elektrisch gezien grote constructies. Zie ook de Begrippenlijst Antennes en Propagatie.

Rond de grensgebieden heeft men te maken met bijdragen van beide gebieden. Afhankelijk van de situatie kan men de gemiddelde waarde nemen tussen de uitkomsten voor beide gebieden of de worst case situatie.

In de volgende hoofdstukken worden voor enkele constructies de scalaire formules voor het E- en H-veld gegeven en de uitgestraalde vermogens als functie van de stroom.

Gebruikte symbolen:

- H Magnetische veldsterkte in A/m.
- Φ Magnetische flux in Vs of Wb (weber)
- μ Magnetische permeabiliteit in H/m. Index "0" geldt voor vacuüm, index "r" geldt voor relatief ten opzichte van vacuüm. Voor het vacuüm geldt: $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m

- B Magnetische fluxdichtheid in Vs/m² of T (Tesla)
B = $\mu \cdot H$
- L Zelfinductie in H (Vs/A).

- E Elektrische veldsterkte in V/m
- ϵ Elektrische permittiviteit in F/m. Index "0" geldt voor vacuüm, index "r" geldt voor relatief ten opzichte van het vacuüm. Voor het vacuüm geldt: $\epsilon_0 \approx 8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m

- D Elektrische fluxdichtheid in As/m², diëlektrische verplaatsingsdichtheid As/m².
D = $\epsilon \cdot E = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot E$
- C capaciteit in F (As/V)

- u spanning (potentiaalverschil) (AC of DC) tussen twee punten, of ten opzichte van een zekere referentie in V.
- i Stroom (AC of DC). Kleine letter is gebruikt om onderscheid met lengte te kunnen maken.
- Z₀ Golfweerstand van het vacuüm in Ohm ($Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$).
- f frequentie in Hz

- d, D diameter, index "i" is binnendiameter, "o" is buitendiameter, "m" is gemiddelde diameter.
- le lengte van een constructie (bijv stukje draad), in m.
- A Oppervlakte (van een lus, draaddoorsnede, diëlectricum, etc), in m².

Als u in de formules piekwaarden invult, krijgt u piekwaarden als uitkomst. Voor de formules welke een vermogen als resultaat opleveren moet u effectieve waarden invullen. Stromen en spanningen worden geacht sinusvormig te verlopen, tenzij anders aangegeven.

2. Het E- en H- veld rond een recht stukje draad.

Een draadsegmentje met lengte le waar een stroom i doorheen gaat, levert op een afstand $le \ll r \ll \lambda/2\pi$ een magnetische veldsterkte van:

$$H = \frac{i \cdot le}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \sin \theta \quad (\text{Wet van Biot en Savart}).$$

Figuur 2 toont het draadsegment. Daarnaast is de (homogene) stroomverdeling weergegeven. Geheel rechts is het "H-veld stralingsdiagram" voor het verticaal opgestelde draadsegment weergegeven. Boven en onder het draadsegment is geen magnetisch veld.

Indien $r \ll le$ en $\theta = 90^\circ$ en geen nabijheid van andere stroomvoerende geleiders in de buurt, geldt:

$$H = \frac{i}{2 \cdot \pi \cdot r}$$

In de praktijk is bovenstaande formule ook bruikbaar voor $r < 0.2 \cdot le$.

Voor het stralingsveld geldt ($r \gg 0.16 \cdot \lambda$):

$$E = \frac{0.5 \cdot Z_0 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda}\right) \cdot \sin \theta \approx 628 \cdot 10^{-9} \cdot le \cdot i \cdot f \cdot \sin \theta$$

$$H = \frac{0.5 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda}\right) \cdot \sin \theta \approx 1.67 \cdot 10^{-9} \cdot le \cdot i \cdot f \cdot \sin \theta$$

Zowel E en H lopen 90° voor op de stroom (ten opzichte van wat verwacht wordt op grond van r). Let hierop indien de fase van het veld op een zekere afstand van het draadstuk van belang is. In het verre veld staan E en H loodrecht op de vector r (dus loodrecht op de uitbreidingsrichting van het veld). E en H zelf staan ook loodrecht op elkaar en zijn in de tijd gezien in fase.

Het stralingsdiagram van dit enkele stukje draad is een torus met cirkelvormige doorsnede (haaks op het draadsegment is het veld het sterkst, zie figuur 2). De -3dB openingshoek bedraagt 90° . De gain bedraagt een factor 1.5 (ten opzichte van een isotrope straler, 1.76 dBi in dB's). De polarisatie van het veld is verticaal (voor verticaal opgestelde draadsegmenten).

Dit stralingsdiagram geldt alleen indien geen andere stroomvoerende circuits bijdragen aan het totale veld. In de praktijk is dat lastig, zie ook de Elektrische (Hertze) Dipool. Integratie van E·H over de volledige 3D ruimte ($4 \cdot \pi$ steradiaal) geeft het uitgestraalde vermogen.

$$P_{rad} \approx 8.8 \cdot 10^{-15} \cdot (le \cdot i)^2 \cdot f^2 \quad (\text{geldig voor lucht})$$

Dit uitgestraald vermogen resulteert in het ontstaan van een extra weerstand boven op de weerstand ten gevolge van het koperdraad. Dit is de zogenaamde stralingsweerstand.

$$R_{rad} = 80 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{le}{\lambda}\right)^2 \approx 8.8 \cdot 10^{-15} \cdot le^2 \cdot f^2 \quad (\text{geldig voor lucht})$$

In de praktijk is het lastig tot onmogelijk om in een enkel vrijstaand draadsegment een stroom te genereren welke tot de einden van de draad even sterk is als in het midden van de draad.

De formules voor het nabije en verre H- en E-veld zijn de basisformules om van iedere willekeurige stroomvoerende constructie het nabije en verre H-veld uit te rekenen. Een willekeurige constructie kan men opdelen in een aantal kleine segmenten. Indien van al deze segmenten bekend is hoe sterk de stroom en fase is, is door middel van superpositie het nabije en verre H-veld te bepalen. Het kennen van de veldverdeling is daarvoor niet noodzakelijk.

3. Het E- en H- veld rond een Hertz en Korte Dipool.

3.1. De Hertz (Elektrische) Dipool.

De AC Hertz Dipool (genoemd naar *Heinrich Hertz*) bestaat uit twee bollen waartussen lading over een weer geheveld wordt. De afstand tussen de bollen dient kleiner dan 0.1λ te zijn. Praktisch gezien kan dit alleen indien zich tussen de twee bollen een bron bevindt welke een stroom tussen de twee bollen opwekt. Figuur 2 toont een voorstelling van een Hertz (Elektrische) Dipool. Indien de draadjes tussen de bollen en de bron zeer dun zijn ten opzichte van de diameter van de bollen, is de stroomverdeling nagenoeg uniform en is het opgewekte H-veld gelijk aan dat van het hiervoor besproken draadsegment.

Het aanbrengen van de ladingen gaat wel gepaard met potentiaalverschillen. Naast het H-veld ontstaat dus ook een E-veld (vooral sterk nabij veld). Voor het E-veld veroorzaakt door de twee bollen op 1e meter uit elkaar waar stroom i doorheen gaat geldt ($r \ll 0.16\lambda$):

$$E = \frac{le \cdot i}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot f \cdot r^3} = 1.43 \cdot 10^{+9} \cdot \frac{i}{f \cdot r^3} \quad \text{Haaks op de twee ladingen}$$

$$E = \frac{le \cdot i}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot f \cdot r^3} = 2.86 \cdot 10^{+9} \cdot \frac{i}{f \cdot r^3} \quad \text{In het verlengde van de ladingen.}$$

Als functie van de ladingen geldt (le = de hartafstand tussen de ladingen, één bol bezit $-Q$ Joule, de andere bezit $+Q$ Joule):

$$E = \frac{le \cdot Q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot r^3} \quad \text{Haaks op de twee ladingen}$$

$$E = \frac{le \cdot Q}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot r^3} \quad \text{In het verlengde van de twee ladingen}$$

Voor één enkele statische lading geldt:

$$E = \frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot r^2} \quad (\text{Wet van Coulomb})$$

Dit is de basisformule waar de twee dipoolformules van afgeleid zijn (superpositie van velden).

Via $i_{(t)} = dQ_{(t)}/dt$ ($i_{\text{top}} = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot Q_{\text{top}}$) zijn de formules op basis van Q en i aan elkaar gekoppeld.

Zowel het product $le \cdot Q$ als het product $le \cdot i$ wordt het **Elektrisch Dipoolmoment** genoemd. Deze producten zijn in principe vectoren.

Voor het H veld geldt ($r \ll 0.16\lambda$):

$$H = \frac{le \cdot i}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \sin \theta$$

Aan de formules voor E en H is zichtbaar dat bij afnemende afstand het elektrisch veld dominant wordt. De verhouding E/H wordt groter dan 377 zoals in het verre veld (hoogimpedant veld). Men spreekt dan van een E-veld straler.

Voor het stralingsveld geldt (dus voor $r \gg 0.16 \cdot \lambda$):

$$E = \frac{0.5 \cdot Z_0 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda} \right) \cdot \sin \theta \approx 628 \cdot 10^{-9} \cdot i \cdot le \cdot f \cdot \sin \theta$$

$$H = \frac{0.5 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda} \right) \cdot \sin \theta \approx 1.67 \cdot 10^{-9} \cdot i \cdot le \cdot f \cdot \sin \theta$$

Zowel E en H in het verre veld lopen 90° voor op de stroom (ten opzichte van wat verwacht wordt op grond van r). Let hierop indien de fase van het veld op een zekere afstand van de Elektrische (Hertze) Dipool van belang is. In het verre veld staan E en H loodrecht op de vector r (dus loodrecht op de uitbreidingsrichting van het veld). E en H zelf staan ook loodrecht op elkaar en zijn in de tijd gezien in fase.

Het verre veld stralingsdiagram van de vrij opgestelde Hertze (Elektrische) Dipool is een cirkelvormige torus (haaks op het draadsegment is het veld het sterkst). De -3dB openingshoek bedraagt 90° . De gain bedraagt een factor 1.5 (ten opzichte van een isotrope straler, 1.76 dBi). De polarisatie van de EM golf is verticaal.

Integratie van E·H over alle ruimtehoeken geeft het uitgestraalde vermogen.

$$P_{rad} \approx 8.8 \cdot 10^{-15} \cdot (i \cdot le)^2 \cdot f^2$$

Voor de stralingsweerstand geldt:

$$R_{rad} = 80 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{le}{\lambda} \right)^2 \approx 8.8 \cdot 10^{-15} \cdot le^2 \cdot f^2$$

3.2. De Korte Dipool.

De Korte Dipool bestaat uit twee draden welke gezamenlijk kleiner zijn dan 0.1λ , die gevoed worden door een bron. Zie hiervoor figuur 2. Het verschil met de Elektrische (Hertze) Dipool is dat aan het eind van de draden de stroom nul is. Halverwege de draden is de stroom gelijk aan de halve voedingsstroom. De over de totale draadlengte bekeken gemiddelde stroom is daardoor gelijk aan de halve voedingsstroom. Hierdoor zijn alle opgewekte velden slechts half zo sterk als de velden opgewekt door een theoretische Elektrische Dipool.

Het nabije E-veld bedraagt ($r \ll 0.15\lambda$, $le < 0.1\lambda$, $i = \text{voedingsstroom}$):

$$E = \frac{le \cdot i}{16 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot f \cdot r^3} = 0.715 \cdot 10^{+9} \cdot \frac{i}{f \cdot r^3} \quad \text{Haaks op de twee draden}$$

$$E = \frac{le \cdot i}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot f \cdot r^3} = 1.43 \cdot 10^{+9} \cdot \frac{i}{f \cdot r^3} \quad \text{In het verlengde van de draden.}$$

Voor het H veld geldt:

$$H = \frac{le \cdot i}{8 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \sin \theta$$

Voor het stralingsveld geldt ($r \gg 0.16 \cdot \lambda$):

$$E = \frac{0.25 \cdot Z_0 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda} \right) \cdot \sin \theta \approx 314 \cdot 10^{-9} \cdot le \cdot i \cdot f \cdot \sin \theta$$

$$H = \frac{0.25 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda} \right) \cdot \sin \theta \approx 0.835 \cdot 10^{-9} \cdot le \cdot i \cdot f \cdot \sin \theta$$

Zowel E en H (verre veld) lopen 90° voor op de stroom (ten opzichte van wat verwacht wordt op grond van r). Let hierop indien de fase van het veld op een zekere afstand tot de Korte Dipool van belang is. In het verre veld staan E en H loodrecht op de vector r (dus loodrecht op de uitbreidingsrichting van het veld). E en H zelf staan ook loodrecht op elkaar en zijn in de tijd gezien in fase.

Het verre veld stralingsdiagram is een cirkelvormige torus (haaks op het draadsegment is het veld het sterkst). De openingshoek bedraagt bijna 90° . De gain bedraagt een factor 1.5 (ten opzichte van een isotrope straler, 1.76 dBi). Het uitgestraald vermogen bedraagt:

$$P_{rad} \approx 20 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{le \cdot i}{\lambda} \right)^2 \approx 2.2 \cdot 10^{-15} \cdot (le \cdot i)^2 \cdot f^2$$

De stralingsweerstand bedraagt:

$$R_{rad} = 20 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{le}{\lambda} \right)^2 \approx 2.2 \cdot 10^{-15} \cdot le^2 \cdot f^2$$

3.3. De Korte Monopool.

Een Korte Monopool moet in dit geval gezien worden als een stukje draad veel kleiner dan 0.1λ loodrecht geplaatst op een geleidend vlak. De monopool wordt gevoed door een bron ten opzichte van dat geleidende vlak. Deze constructie is noodzakelijk omdat een echte monopool slechts statische lading kan bevatten.

De te noemen formules gaan in principe alleen op indien het vlak oneindig groot is, of op zijn minst vele malen groter dan de golflengte is. Dit is vaak niet het geval. De werkelijke situatie is dan sterk afhankelijk van of het veld gemeten wordt boven het geleidend vlak, of er ver bij vandaan. Het resultaat zal liggen tussen dat van een Korte Monopool en Korte Dipool in.

Door gebruik te maken van de "spiegelende" eigenschappen van een goed geleidend zeer groot vlak, kunnen de formules voor de Korte Monopool snel bepaald worden. Het geleidend vlak zorgt ervoor dat een Korte Monopool van k meter, voor wat de velden betreft, overeenkomt met een Korte Dipool van 2k meter (de velden zijn dus twee maal zo sterk bij gelijke voedingsstroom). De velden kunnen zich echter alleen aan de bovenkant van het vlak uitbreiden.

Het nabije E en H veld ($r \ll 0.16\lambda$):

Mits het geleidend vlak voor zowel E als H velden ondoordringbaar is, zijn alle veldsterkten boven het vlak 2 keer zo groot als die voor een Korte Dipool van gelijke lengte. Zie voor de formules de paragraaf: "Korte Dipool".

Ook het stralingsveld is boven de plaat 2 maal zo sterk als dat van een Korte Dipool van gelijke lengte en waar gelijke stroom doorheen gaat.

Voor het stralingsveld geldt dan ook ($r \gg 0.16\lambda$):

$$E = \frac{0.5 \cdot Z_0 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda}\right) \cdot \sin \theta \approx 628 \cdot 10^{-9} \cdot le \cdot i \cdot f \cdot \sin \theta$$

$$H = \frac{0.5 \cdot i}{r} \cdot \left(\frac{le}{\lambda}\right) \cdot \sin \theta \approx 1.67 \cdot 10^{-9} \cdot le \cdot i \cdot f \cdot \sin \theta$$

Zowel E en H lopen 90° voor op de stroom (ten opzichte van wat verwacht wordt op grond van r). Let hierop indien de fase van het veld op een zekere afstand van het draadstuk van belang is.

Het verre veld stralingsdiagram is de bovenste helft van een plat liggende torus met cirkelvormige doorsnede (haaks op het draadsegment is het veld het sterkst). De openingshoek bedraagt 45 graden. De gain bedraagt een factor 3 (ten opzichte van een isotrope straler, 4.76 dBi). Dit is omdat het vermogen slechts in de halve ruimte uitgestraald wordt (in geval van een oneindig groot aardvlak).

Buiten het grondvlak zijn de veldsterkten sterk afhankelijk (maar wel lager) van de plaats van meting en de relatieve afmetingen van het grondvlak ten opzichte van de golflengte. Dit valt buiten het bestek van deze opsomming van formules (oppervlaktegolfpropagatie, diffractie, etc).

Het uitgestraald vermogen.

Men zou verwachten dat het uitgestraald vermogen een factor 4 hoger is (de geproduceerde veldsterkte is immers een factor 2 hoger dan van een Korte Dipool). Beneden het grondvlak straalt de Korte Monopool echter niet. Hierdoor is het uitgestraalde vermogen twee keer zo groot (bij gelijke stroom en lengte ten opzichte van een Korte Dipool). Het uitgestraald vermogen bedraagt:

$$P_{rad} \approx 4.4 \cdot 10^{-15} \cdot (le \cdot i)^2 \cdot f^2$$

De stralingsweerstand is daardoor ook twee keer zo hoog als van een Korte Dipool van gelijke lengte.

$$R_{rad} = 40 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{le}{\lambda}\right)^2 \approx 4.4 \cdot 10^{-15} \cdot le^2 \cdot f^2$$

3.4. De halve golf dipool.

De halve golf dipool wordt slechts ter info genoemd (hij is niet kort ten opzichte van de golflengte). Hij wordt genoemd omdat deze antenne veelvuldig gebruikt wordt.

Voor het stralingsveld haaks op de dipool geldt:

$$E = \frac{50...61}{r} \cdot i$$

$$H = \frac{0.13...0.16}{r} \cdot i$$

Het verre veld stralingsdiagram van de halve golf dipool is een torus met afgeplatte cirkelvormige doorsnede.

De -3dB openingshoek bedraagt 78° , de gain bedraagt 1.64 (2.13 dBi). De factor 50...61 en 0.13...0.16 wordt bepaald door de verhouding draaddikte/lengte. In geval van dunne draden geldt een hoge waarde, voor zeer dikke draden kan een lagere waarde aangehouden worden. Indien onbekend, neem het gemiddelde van de twee waarden. Bij een verticaal opgestelde halve golf dipool is de polarisatie van het veld eveneens verticaal.

Het uitgestraalde vermogen bedraagt:

$$P_{rad} = 50...73 \cdot i^2$$

De stralingsweerstand bedraagt:

$$R_{rad} = 50...73$$

De factor 50...75 is sterk afhankelijk van de verhouding draaddikte/lengte. Zeer dunne draden geven een stralingsweerstand van bijna 75 Ohm, zeer dikke draden (pijpen of platen) geven een impedantie in orde van 50 Ohm. De vrij opgestelde halve golf dipool is in werkelijkheid korter dan een halve golf (in de regel 4..30% korter).

Groot voordeel van de halve golf dipool is dat deze van nature een reële ingangsimpedantie heeft. Hij is daardoor (via een balun) rechtstreeks op een coaxiale kabel van 50-75 Ohm aan te sluiten. Men komt dit type antenne veel tegen, ook in meetopstellingen.

4. Het E- en H- veld rond een Magnetische Dipool (lusje).

In geval van de Korte Dipool en Korte Monopool wordt de retourweg voor de stroom “verzorgd” door de capaciteit tussen de geleiders. Deze capacatieve stroom levert geen bijdrage aan de velden (is reeds verdisconteerd in de formules). Bij een Magnetische Dipool wordt de retourweg “verzorgd” door een retourgeleider. De stroom door die retourgeleider wekt eveneens een nabij- en stralingsveld op. Doordat de retourstroom echter in tegenfase is, zijn de resulterende velden aanmerkelijk zwakker dan in geval van een Korte Dipool of Korte Monopool (bij gelijke voedingsstroom).

Men kan de vierkante Magnetische Dipool zien als een samenstel van 4 draadstukken waar een gelijke stroom doorheen gaat, doch ruimtelijk wel anders georiënteerd. Het resulterend veld kan gevonden worden door sommatie van de velden welke door de 4 draadelementjes afzonderlijk opgewekt worden (superpositie van velden). De uitwerking voert te ver, doch is zonder integratie mogelijk. Wij beperken ons tot de resultaten. Voor een ronde lus geldt in principe hetzelfde, alleen is er dan sprake van veel meer segmentjes.

In figuur 3 is een plat liggende (in XY-vlak) lus weergegeven met straal R. Voor een lus met $d < 0.1\lambda$ en oppervlakte A waar een stroom i doorheen gaat geldt:

Het nabije H veld ($d_m \ll r \ll 0.16\lambda$):

$$H = \frac{A \cdot i}{4 \cdot \pi \cdot r^3} \quad \text{in het vlak van de lus.}$$

$$H = \frac{A \cdot i}{2 \cdot \pi \cdot r^3} \quad \text{op de lengte as van de lus (de Z-as, u kijkt door de lus heen).}$$

Het product van A·i wordt het “**Magnetisch Moment**” genoemd ($A = 0.25 \cdot \pi \cdot d_m^2$ voor ronde lus). Deze formules gelden dus ook voor bijvoorbeeld vierkante of rechthoekige spoelen. Alleen het oppervlak en de stroom zijn van belang. Bestaat de lus uit n windingen, dan is het opgewekte veld, n keer zo groot. Zie de gelijkenis met de formules voor de Elektrische Dipool en draadsegment.

De veldsterkte in het midden van de ronde lus met straal R, precies in het vlak van de lus ($r=0$), bedraagt:

$$H = \frac{i}{2 \cdot R} \quad R \text{ is straal van lus, } R = 0.5 \cdot d_m.$$

Op de hartlijn door de lus geldt (zie ook figuur 3, geldig tot ongeveer 0.25λ van de lus):

$$H = \frac{i}{2 \cdot R} \cdot \sin^3 \psi \quad R = \text{straal van lus, } \psi = 90^\circ \text{ voor } r = 0, \psi = 45^\circ \text{ voor } r = R.$$

Voor het stralingsveld geldt ($r \gg 0.16\lambda$):

$$E = \frac{13.2 \cdot 10^{-15}}{r} \cdot A \cdot i \cdot f^2 \cdot \sin \theta$$

$$H = \frac{34.9 \cdot 10^{-18}}{r} \cdot A \cdot i \cdot f^2 \cdot \sin \theta$$

Het verre veld stralingsdiagram is een torus met cirkelvormige doorsnede en daarmee exact hetzelfde als dat van bijvoorbeeld een Elektrische Dipool. Het verschil zit in de polarisatie. Een plat liggende lus wekt een horizontaal gepolariseerd veld op. De -3 dB openingshoek bedraagt 90° . De lus straalt niet in de richting van zijn lengte-as (men kijkt dus door de lus heen). Het stralingsveld is het sterkst in het vlak van de lus (men kijkt langs de lus). De Gain (isotropisch) in het vlak van de lus bedraagt 1.5.

Voor het uitgestraalde vermogen geldt:

$$P_{rad} \approx 31.2k \cdot \left(\frac{A \cdot i}{\lambda^2} \right)^2 \approx 3.85 \cdot 10^{-30} \cdot (A \cdot i)^2 \cdot f^4$$

Voor de stralingsweerstand geldt:

$$R_{rad} \approx 31.2k \cdot \left(\frac{A}{\lambda^2} \right)^2 \approx 3.85 \cdot 10^{-30} \cdot A^2 \cdot f^4$$

5. De praktische toepassing.

5.1. Inleiding.

Met behulp van de formules uit de vorige hoofdstukken is een redelijke inschatting te maken van de nabije en verre veld veldsterkten van elektrisch gezien korte antennes en parasitair stralende uitstekende delen. Dit is van belang voor stralingsveiligheid en EMC metingen beneden en boven 30 MHz. Boven 30 MHz worden geen veldsterkten, doch uitgestraalde vermogens gespecificeerd (in orde van 4nW). Hiervoor zijn de P_{rad} formules handig. ICNIRP gaat in haar rapporten uit van E en H veldsterkten. Voor hoge frequenties wordt een vermogensdichtheid gespecificeerd ($PFD = \cdot E_{eff} \cdot H_{eff}$, geldig voor verre veld, ook met "S" aangeduid).

Bij het gebruik van de genoemde formules dient u zich wel te realiseren dat in veel gevallen andere geleidende constructies in de buurt aanwezig kunnen zijn. Denk bijvoorbeeld aan het aardoppervlak. Vooral in het verre veld heeft de aarde een grote invloed op de daadwerkelijke veldsterkte op een zekere afstand. U dient zich te verdiepen in EM golf propagatie om de gevolgen van in de nabijheid staande constructies in te kunnen schatten.

In dit hoofdstuk worden een paar praktische toepassingen gegeven.

5.2. Nabije veld en rendement van een 3.6 MHz loop antenne.

Op basis van een ronde lus met diameter = 3m ($R = 1.5m$) en draaddikte = 2 cm wordt een antenne gemaakt. De lus wordt met een capaciteit in resonantie gebracht en inductief gekoppeld met de zender om common mode stromen zoveel mogelijk te beperken. In figuur 5.1 is de situatie voor deze 3.6 MHz loop antenne weergegeven.

Het ingangsvermogen bedraagt 50W gemiddeld. Uit meting is gebleken dat de Q factor van de antenne 1500 bedraagt (dus de bruikbare bandbreedte bedraagt slechts 2 kHz) en de zelfinductie bij 3.6 MHz bedraagt 10uH.

Bepaling van het stralingsrendement.

De totale verliesweerstand ($R_{koper} + R_{rad}$) kan gevonden worden uit $Q = X_L/R_S$.

Voor 3.6 MHz bedraagt $R_s = 220/1500 = 0.147$ Ohm.

De stralingsweerstand voor een lus (serievervangingschema) bedraagt:

$$R_{rad} = 3.85 \cdot 10^{-30} \cdot A^2 \cdot f^4 = 3.85 \cdot 10^{-30} \cdot 7^2 \cdot 3.6M^4 = 0.032 \text{ Ohm.}$$

Het stralingsrendement kan nu gevonden worden uit de verhouding tussen de stralingsweerstand en de totale verliesweerstand (bepaald aan de hand van de Q factor).

$$\text{Stralingsrendement} = 0.032/0.147 = 0.22 \text{ (22\%).}$$

Ofwel bijna 80% van het vermogen gaat verloren in de kring en of dichtbij geplaatste constructies. Indien u de diameter van de lus van 3m naar 4m zou brengen, neemt het oppervlak met een factor 1.78 toe. Aangezien de stralingsweerstand recht evenredig met A^2 is, neemt de stralingsweerstand met een factor 3.16 toe (tot 0.10 Ohm). Het stralingsrendement zou dan op ongeveer 40% uitkomen (2.6 dB verbetering).

Het nabije H-veld op 2m afstand.

Bij een ingangsvermogen van 50W is het blindvermogen in de C en de L een factor Q hoger. Ofwel het blindvermogen in de L bedraagt $50 \cdot 1500 = 75\text{kW}$. Dit resulteert in een stroom van $\sqrt{P/X_L} = \sqrt{75\text{k}/220} = 18.5\text{Arms}$.

In geval van een Dspoel = 3m en $r = 2\text{m}$, kan slechts van de formule met de sinus uitgegaan worden (deze is namelijk geldig tot in de spoel). Er geldt:

$$H = \frac{i}{2 \cdot R} \cdot \sin^3 \psi$$

Invulling geeft $H = 18.5 \cdot 0.6^3 / (2 \cdot 1.5) = 1.33\text{A/m}$

De ICNIRP guidelines adviseren voor het algemene publiek en blootstelling voor magnetische velden van 0.2A/m (op basis van de "reference levels for general public exposure bij 3.6 MHz). Hoewel het overschrijden van de "reference levels" niet automatisch inhoudt dat u de "basic restrictions" overschrijdt, is nader onderzoek vereist. Doet u dat niet, dan is de veiligste weg om maatregelen te treffen opdat het publiek niet gedurende lange tijd blootgesteld wordt aan dit magnetisch veld.

Uit te rekenen valt dat op 4.5m de veldsterkte rond de 0.2 A/m bedraagt. Deze afstand is ruimschoots binnen 0.16λ .

Indien deze antenne boven een zeer goed geleidend vlak geplaatst wordt (lus verticaal geplaatst), kan de magnetische veldsterkte met tientallen procenten toenemen.

5.3. Het effectief oppervlak van kleine lussen en dipolen.

Het effectief oppervlak van een antenne (A_e) is de verhouding tussen het door de antenne afgegeven elektrisch vermogen (W) en de vermogensdichtheid van het EM-veld ter plekke van de antenne (in W/m^2). Aan de eenheden is te zien dat deze verhouding m^2 als eenheid dient te hebben. De definitie van een effectief oppervlak sluit ook goed aan bij de praktijk (vooral in geval van schotelantennes en array's).

Het effectief oppervlak van korte dipolen en lussen is sterk afhankelijk van hoe zij gebruikt worden. Indien de antenne als zendantenne gebruikt zou worden en al het beschikbare vermogen wordt omgezet in HF energie, dan ligt het effectief oppervlak tussen dan van een isotrope straler en halve golf dipool (geldig in richting van de meeste gain).

De gain van een Isotrope antenne is 1, die van een Korte Dipool of lus 1.5 en die van een 0.5λ dipool 1.64 (allen vermogensverhoudingen).

Voor het effectief oppervlak van een Magnetische, Korte of Hertze Dipool kan men grofweg stellen:

$$A_{\text{eff}} \approx \eta \cdot \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \approx 0.08 \cdot \eta \cdot \lambda^2$$

Hierin is η het stralingsrendement ($\eta = P_{\text{rad}}/P_{\text{elektr}}$). Zie voor het stralingsrendement de vorige paragraaf.

Wordt de dipool of lus niet optimaal aangepast, dan kan men de uitgangsstroom of -spanning meestal bepalen aan de hand van de in de lus of dipool geïnduceerde spanning of stroom.

Voor de Korte Dipool met lengte l_e geldt:

$$U_{EMK} \approx 0.5 \cdot l_e \cdot E \quad (U_{EMK} = \text{afgegeven klemspanning}).$$

Voor een Magnetische Dipool met oppervlak A_L en één winding geldt:

$$U_{EMK} \approx 8 \cdot 10^{-6} \cdot A_L \cdot f \cdot H.$$

De uiteindelijke relatie tussen E , H en afgegeven spanning, wordt bepaald door de belasting van de elektrische of magnetische dipool.

5.4. Combinaties van Magnetische en Elektrische Dipool.

In veel gevallen is sprake van een combinatie van een Magnetische en Elektrische Dipool. Figuur 5.2 toont een circuit bestaande uit een bron (U_S) welke via twee draden (bijv printsporen) aan een belasting gekoppeld is (Z_L). De letters worden als referentie gebruikt. Het oppervlak van de lus bedraagt $AB \cdot AD$ vierkante meter.

i_{AB} is de stroom die van A naar B loopt (dus positieve stroom loopt in dit geval naar boven).

Indien de reactantie van de capaciteit tussen de draden ($C_{\text{bedrd.cap.}}$) veel groter is dan de impedantie tussen S en D (Z_L), geldt $i_{AB} = i_{CD} = i_{BC} = i_{DA}$, en is sprake van een zuivere Magnetische Dipool.

Indien Z_L zeer hoog is ten opzichte van de bedradingscapaciteit, dan ontstaat er een vreemde situatie.

Stel dat $Z_L = \infty$. Het verticaal gepolariseerde veld in het horizontale vlak t.g.v. i_{AB} wordt dan niet door een retourstroom gecompenseerd ($i_{CD} = 0$). Er is sprake van een common mode stroom in verticale richting. i_{AB} gedraagt zich dus als een Elektrische Dipool (het retourpad is volledig capacitief). Zie voor het effect van diëlectrica het volgende hoofdstuk.

i_{BC} ter plekke van punt B is gelijk aan i_{DA} ter plekke van punt A (en deze zijn gelijk aan i_{AB}). Aan het eind van de lijnstukken is de stroom nul. De gemiddelde stroom in de lijnstukken BS en DA is $0.5i_{AB}$.

Indien $i_{AB} = 1\text{mA}$ geldt in dit voorbeeld ($Z_L = \infty$) $i_{BC} = 0.5\text{mA}$, $i_{CD} = 0$, $i_{DA} = 0.5\text{mA}$.

Als de stroom door de lijnstukken bekend is kan men, ondanks dat het geen Magnetische en geen Elektrische Dipool is, toch uitspraken doen. Men dient hiervoor wel inzicht te hebben in de stralingsdiagrammen van draadsegmenten.

1. Het nabije H-veld in P1 wordt nagenoeg geheel opgewekt door BS en DA. Ofwel je kan gewoon de formule voor de Magnetische Dipool gebruiken. Je moet wel uitgaan van $0.5i_{AB}$ (de plaatsgemiddelde stroom door de horizontale lijnstukken is immers bepalend).
2. Het nabije H-veld in P2 wordt door alle 4 de lijnstukken bepaald. AB geeft een bijdrage in de vorm van een draadsegment (Elektrische Dipool), De lijnstukken BC en AD geven een bijdrage in de vorm van de helft van een Magnetische Dipool. De oriëntatie van de veldbijdragen is sterk verschillend.
3. Het nabije H-veld in P3 wordt slechts bepaald door i_{AB} . Hier dient men dus de Elektrische Dipool formule te gebruiken.

Voor de stralingsvelden is het verhaal identiek. Het “stralingsdiagram” voor het nabije veld is voor draadsegmentjes gelijk aan het stralingsdiagram van het verre veld (toroïde).

Het uitrekenen van het uitgestraalde vermogen is een verhaal apart. Aangezien voor verre velden gewoon superpositie van alle veldbijdragen geldt, dient men eerst het complete 3D stralingsdiagram te bepalen. Dit dient men om te rekenen naar een vermogensdichtheid (Theorema van Poynting). Na integratie over het volledige boloppervlak wordt het vermogen gevonden.

Een alternatief om een indruk te krijgen van het uitgestraalde vermogen, is het afzonderlijk uitrekenen van het uitgestraalde vermogen voor het Elektrische Dipool deel en Magnetisch Dipool deel. Neem voor EMC berekeningen de grootste van twee.

De stroom voor de Elektrische Dipool is gelijk aan $i_{AB} + i_{DC}$ (dit is de zogenaamde “common mode” stroom in de lijnstukken AB en DC, let op de volgorde van de letters). De gevonden stroom vermenigvuldigt men met lengte AB en men heeft het **Elektrisch Dipoolmoment** te pakken.

De stroom t.b.v. het magnetisch moment vindt men door de plaatsgemiddelde stroom door de lus uit te rekenen. De stroom door deze lus is gelijk aan $(i_{AB} - i_{DC})/2$. Dit is de zogenaamde “differential mode” stroom. Vermenigvuldigen met het lusoppervlak geeft het **Magnetisch Moment**.

5.5. Invloed van de frequentie.

Als we nog eens teruggaan naar figuur 5B, kunnen we het volgende concluderen.

De capacatieve stroom tussen de draden BC en AD zorgt ervoor dat AB gedeeltelijk een Elektrische Dipool wordt. Het verdubbelen van de frequentie van de bron heeft tot gevolg dat de capacatieve stroom verdubbelt (in geval van spanningssturing). Bovendien levert een frequentieverdubbeling tevens een verdubbeling van het veld op. Ofwel een verdubbeling van de frequentie van de bron zorgt ervoor dat de velden ten gevolge van de Elektrische Dipool AB verviervoudigen. **Het uitgestraalde vermogen bedraagt daardoor het 16-voudige.**

Het veld ten gevolge van de Magnetische Dipool component verviervoudigt ook in geval van een frequentieverdubbeling (dus 16-voudig vermogen).

Dit verklaart waardoor men in geval van digitale signalen de flanksteilheid niet onnodig groot dient te maken. Men zal dan extra maatregelen moeten treffen om te voorkomen dat de hogere harmonische componenten in het digitale signaal te veel straling opwekken.

Ook kabels gaan ten gevolge van de frequentieafhankelijkheid van het stralingsveld meer “lekken” bij hoge frequenties.

5.6. Differential en common mode stromen in kabels.

In paragraaf 5.3 zijn reeds de begrippen common mode en differential mode aan de orde gekomen.

1. De "differential mode" stroom zorgt voor velden volgens de Magnetische Dipool formules.
2. De "common mode" stroom zorgt voor velden volgens de Elektrische Dipool, Korte Dipool, Korte Monopool formules of Magnetische Dipool formules met heel groot lusoppervlak.

Hoewel het in principe buiten het onderwerp van dit document valt, toch iets over lange kabels. In een goed gebruikte kabel is de retourstroom exact gelijk aan en in fase met de heengaande stroom. Anders gezegd de netto stroom door de kabel is 0. Doordat de geleiders dicht bij elkaar liggen (ten opzichte van de golflengte), straalt deze bijna niet. Figuur 5.3 geeft de situatie weer inclusief de definitie voor de "differential mode" en "common mode" stroom.

Door het aderpaar te twisten met een spoed (eng: "lead") veel kleiner dan 0.1λ , is het stralingsverlies minimaal (de wisselende polariteit van de opgewekte velden zorgt voor sterke reductie van het resulterend veld). De gewenste, zogenaamde "differential mode" stroom leidt daardoor zelden tot overschrijding van EMC limieten. De in de communicatiewereld veel gebruikte UTP kabel (Unshielded Twisted Pair) maakt daar gebruik van. Of deze kabel straalt, wordt volledig bepaald door de sturende bron en de ontvanger (ofwel de netwerkadapter in uw PC of laptop).

Is de retourstroom niet gelijk aan de heengaande stroom, dan ontstaat een common mode stroom (de netto stroom door de kabel is niet nul). De resultante straalt volgens de formules van een veel grotere Magnetische Dipool, de Korte Dipool, Korte Monopool of lopende golf antenne. Dit geldt ook voor een coaxiale kabel!! Of de coaxiale kabel straalt wordt dus niet bepaald door of hij wel of niet goed afgesloten is, doch uitsluitend door het wel of niet aan elkaar gelijk zijn van de heen- en retourgaande stroom (controle met stroomtang of E-veld probe).

In geval van coaxiale kabels waarbij het skineffect speelt (meestal dure kabels of kabels met massieve afscherming), loopt de common mode stroom voornamelijk over de buitenzijde van de mantel. Dit is de reden dat een common mode stroom in geval van coaxiale kabels vaak "mantelstroom" genoemd wordt.

Als deze kabel relatief vrij hangt en langer dan de golflengte is, heeft deze een common mode impedantie van grofweg 200 Ohm. De in dit document genoemde formules voor kleine lussen en dipolen gaan in dit geval natuurlijk niet meer op.

Het gevolg van deze 200 Ohm is, dat als de common mode stroom (meten met een stroomclomp) rond de 4 uA bedraagt, het uitgestraalde vermogen in orde van 4nW bedraagt (limit in diverse EMC normen welke deel uit maken van de "CE markering"). Anders gezegd; treft u in een te ontwikkelen systeem HF common mode kabelstromen aan in orde van 4 uA, dan is er een kans dat u niet aan de EMC richtlijnen voldoet.

Opm:

Indien in een lange kabel sprake is van een common mode stroom, dan is automatisch ook sprake van een common mode spanning. In plaats van de common mode stroom, kan men ook de common mode spanning ten opzichte van de apparatuurbehuizing of andere aangesloten kabel bepalen. Indien de common mode

spanning in orde van 0.8mV bedraagt, dient men zeker nader onderzoek te verrichten.

Men dient de common mode spanning bij voorkeur gelijktijdig te bepalen op alle geleiders (eventueel met een sommatienetwerkje met weerstanden dat hoogohmig belast wordt).

6. Diëlectrische materialen.

6.1. Inleiding.

Tot nu toe hebben alle formules betrekking op het E- en H-veld veroorzaakt door stroom in elektrische geleiders. Hierbij is aangenomen dat de geleiders zich in lucht of vacuüm bevinden.

De formules in dit document zijn afgeleid van de formules uit hoofdstuk 8. In een aantal formules is Z_0 terug te vinden. Hiermee zijn de formules uit hoofdstuk 8 in principe ook toepasbaar indien sprake is van een andere Z_0 dan lucht (en dus sprake is van magnetische of diëlectrische media). De praktische toepassing is echter beperkt omdat je meestal te maken hebt met een klein beetje kunststof in de buurt van de geleiders. Denk bijvoorbeeld aan het printmateriaal waarop zich de sporen bevinden. Het grootste deel van het pad dat de E- of H- veldlijnen afleggen gaat nog steeds door lucht.

Om enige uitspraak te kunnen doen over de invloed van een diëlectricum op de opgewekte velden, dient men te weten wat er gebeurt in het materiaal.

6.2. De invloed van Diëlectrisch (Diëlektrisch) materiaal (bijv. printplaat) op het opgewekte E- en H-veld.

Diëlectrisch materiaal kan men zien als isolerend materiaal waarin zich negatieve en positieve lading bevindt. Deze lading is met elastiekjes verbonden aan een vast rooster (daardoor kan er geen gelijkstroom door het diëlectricum lopen). Door een extern aangelegd veld worden de positieve en negatieve ladingen uit hun rustpositie getrokken ($F = Q \cdot E$). Hoe sterker het veld, hoe groter de verschuiving van de totale lading. Iets dat verplaatst wordt, beweegt, dus is er sprake van een elektrische stroom. In geval van het opladen van een condensator met een gelijkspanning is er slechts sprake van een stroom gedurende korte duur. De verschuiving van de lading in het diëlectricum wordt polarisatie genoemd.

In geval van wisselend E-veld over/in een diëlectricum is er sprake van een elektrische stroom in het diëlectricum welke naar de buitenwereld een E- en H-veld opwekt. De stroom in het diëlectricum is deels opgebouwd uit positieve lading en negatieve lading.

De totale stroom door het diëlectricum $i(t)$ bestaat uit twee bijdragen (zie ook figuur 6.1A):

1. $I_0(t)$, dit is de stroom welke gaat lopen ten gevolge van de permeabiliteit van het vacuüm.
2. $I_r(t)$, dit is de stroom welke bovenop $I_0(t)$ gaat lopen indien tussen de twee platen het diëlectricum geplaatst wordt. Dit is de stroom ten gevolge van $(\epsilon_r - 1) \cdot \epsilon_0$. In de natuurkunde wordt deze stroom "polarisatiestroom" genoemd.

De laatstgenoemde wordt veroorzaakt door bewegende lading en wekt daardoor zelf een E- en H-veld op (vandaar de index "r" van "radiation"). Opgemerkt dient te worden dat ook $I_0(t)$, ondanks dat hier geen lading in het spel is, een H-veld opwekt, maar de bijdrage daarvan is reeds verdisconteert in de genoemde formules voor E en H.

Er geldt (zie figuur 6.1A):

$$i_r(t) = A \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - 1) \cdot \frac{dE(t)}{dt} \quad E(t) = \frac{U(t)}{s}$$

waarin: $i_r(t)$ = dat deel van de stroom door het diëlectricum dat bijdraagt aan het E- en of H-veld in A. De totale stroom door het diëlectricum is een factor $\epsilon_r/(\epsilon_r-1)$ groter.

Indien u bekend bent met elektromagnetisme op natuurkundige basis:

$$i(t) = \frac{A \cdot dD(t)}{dt} = \frac{A \cdot \epsilon_0 \cdot (1 + \chi_e) \cdot dE(t)}{dt} \quad P = \epsilon_0 \cdot \chi_e \cdot E$$

waarin: $i(t)$ = de verplaatsingsstroom (displacement current), $dD(t)/dt$ = verplaatsingstroomdichtheid (A/m^2), (electric displacement current density), D = elektrische fluxdichtheid (electric flux density, dielectric displacement density, in As/m^2). $A \cdot D$ = elektrische flux (As). De bijdrage van χ_e levert het "stralend" deel in $i(t)$.

Samengevat:

Een deel ($(\epsilon_r-1)/\epsilon_r$) van de stroom door het diëlectricum wekt een E- en H-veld op. Dit gebeurt overeenkomstig de formules voor stroom in geleiders.

Zorgt het diëlectricum voor meer straling of veld?

Dit hangt van de situatie af. Het aanbrengen van een diëlectricum heeft meestal ook gevolgen voor de stroom in de geleiders. In de meeste gevallen zal de veldverdeling door het aanbrengen van het diëlectricum veranderen.

Een voorbeeld:

Links in figuur 6.1B is een Hertze dipool weergegeven welke gestuurd wordt door een ideale wisselspanningsbron. Daarnaast is een dwarsdoorsnede weergegeven.

De stroom $i(t)$ is afhankelijk van de frequentie van de bron en de capaciteit tussen de twee schijven. De stroom in de schijven wekt ook veld op, maar het netto effect van de 4 horizontaal gerichte stroompijlen is 0. alleen de verticaal gerichte $i(t)$ levert op enige afstand een E- en H-veld op (en op grotere afstand een daadwerkelijk stralingsveld).

In de figuur daarnaast is tussen de schijven een cilindervormig diëlectricum geplaatst met hoge ϵ_r . De capaciteit tussen de schijven neemt nu sterk toe en dus ook $i(t)$ (er wordt gestuurd vanuit een spanningsbron). Zorgt deze toename nu voor een sterker veld buiten de gehele constructie? Nee!

In het diëlectricum ontstaat een aan $i(t)$ tegengesteld gerichte capaciteive verplaatsingstroom, weergegeven door de open pijlen. Deze over het diëlectricum verspreide stroom ligt mooi concentrisch rond de bron. Omdat deze extra capaciteive stroom uit bewegende lading bestaat, wekt deze stroom eveneens een E- en H-veld op, doch tegengesteld aan dat van de groter geworden $i(t)$. Het netto resultaat is dus wel een toename van $i(t)$, doch geen toename van het (stralings)veld. De stralingsweerstand van deze Hertze dipool blijft dus gelijk aan die van de situatie zonder diëlectricum (verliesvrij diëlectricum verondersteld). $|Im(Z_i)|$ neemt echter wel af waardoor aanpassing eenvoudiger wordt.

Opm:

Indien de toename van de capaciteit dusdanig is, dat serieresonantie ontstaat samen met de zelfinductie van de verticale straler, dan ontstaat over de twee schijven een aanmerkelijk hogere spanning. In dat geval is het geproduceerde veld wel sterker.

Hetzelfde effect had men kunnen verkrijgen door de diameter van de schijven te vergroten in plaats van het aanbrengen van het diëlectricum.

6.3. Hoe met diëlectrica om te gaan in relatie tot de genoemde benaderingsformules?

Het antwoord op deze vraag is sterk afhankelijk van de gewenste nauwkeurigheid van het resultaat, de geometrie (structuur), eigen kennis en inzicht, etc.

Als eerste dient men te weten dat een stroom door een diëlectricum gewoon kan worden behandeld alsof het een stroom is die door een geleider gaat. Wel dient men de capacitieve component t.g.v. ϵ_0 niet mee te rekenen. De totale capacitieve stroom dient men daarom te corrigeren met een factor: $(\epsilon_r - 1)/\epsilon_r$. Hier ziet men dat indien $\epsilon_r = 1$ (lucht), de capacitieve stroom waarmee men rekening mee dient te houden 0 bedraagt.

Doordat capacitieve stroom vaak verspreid is over een oppervlak, is het lastig om een inschatting te maken van de opgewekte velden. Vaak is hij niet homogeen verdeeld. Men kan de capacitieve stroom soms geconcentreerd denken in een dunne draad. In onze Hertze Dipool kan men de stroom door het diëlectricum vervangen door een stroom door een enkele draad welke precies samenvalt met het midden van de twee schijven.

het effect van het diëlectricum is niet meer verwaarloosbaar indien:

1. in uw structuur materialen voorkomen met $\epsilon_r > 1$,
2. de veldweg door deze materialen niet meer klein is ten opzichte van de afmetingen van de geleidende structuur, en
3. de capacitieve stroom niet verwaarloosbaar is ten opzichte van de stroom in de geleiders.

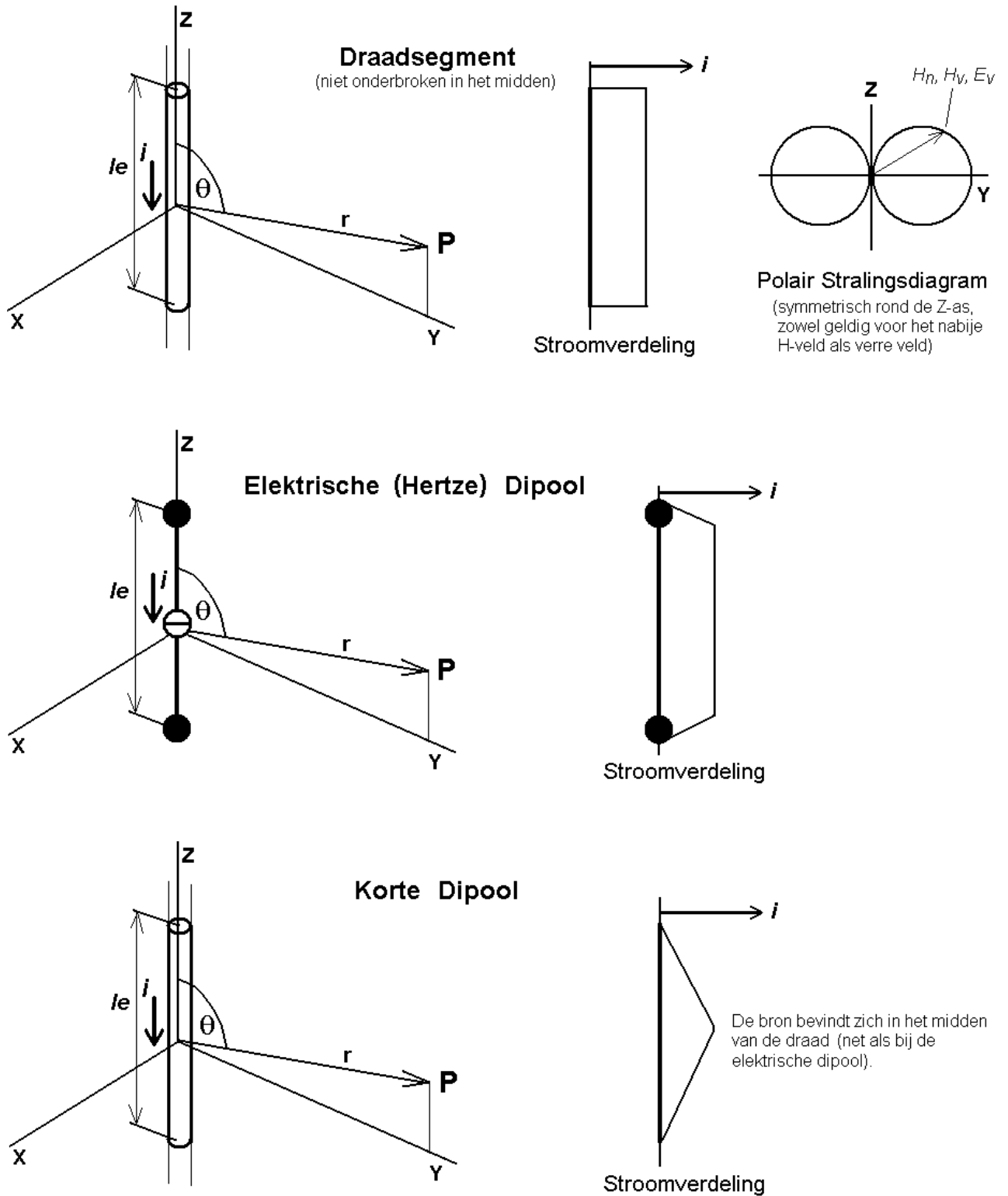
Een voorbeeld is de veel gebruikte lineaire of circulaire patch antenne op substraat (bijv keramiek, teflon of silicium). Een in lucht opgebouwde horizontaal opgestelde halve golf patch antenne, straalt niet in het horizontale vlak. Indien zich tussen de patch en het grondvlak diëlectricum bevindt, straalt de patch wel in het horizontale vlak. Dit komt door de verticaal gerichte verplaatsingstroom tussen de einden van de patch en het grondvlak.

Een eenvoudige structuur is vaak al zo ingewikkeld, dat handmatig uitrekenen van het totale veld praktisch-commercieel gezien niet mogelijk is. Dit geeft direct de beperkingen aan van de in dit document genoemde formules. Simulatie kan dan uitkomst bieden. Helaas zijn de relatief betaalbare softwarepakketten op basis van NEC2D code (Numerical Electromagnetic Code, Double Precision Version, Lawrence Livermore National Laboratory) niet geschikt voor problemen waarin diëlectrica aanwezig zijn. Men komt dan terecht bij (kostbare) full wave 3D pakketten (IE3D, HFSS, FEKO, MicroStripes, MAFIA, Momentum, MWS, etc). Opgemerkt dient te worden dat in een aantal EM simulatiesoftware de diëlectrische structuur uitsluitend uit oneindig grote lagen mag bestaan (dus geen willekeurige 3D structuur).
--EINDE TEKST--

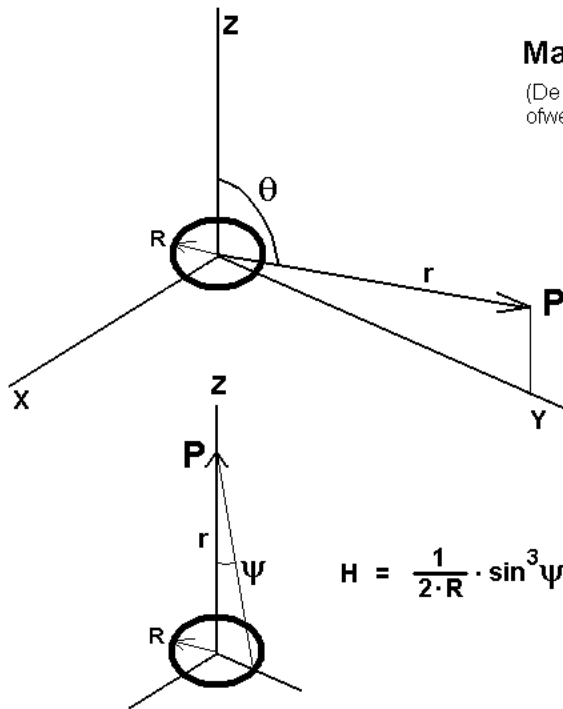
7. Afbeeldingen.

Op de volgende (en deze) bladzijde treft u de afbeeldingen aan. Dit document leest het prettigst indien u de afbeeldingen uitprint. De tekst is goed vanaf het scherm te lezen.

FIGUUR 2

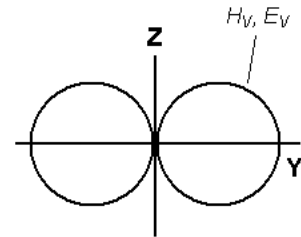


FIGUUR 3



Magnetische Dipool

(De lus bevindt zich in het XY-vlak ofwel ligt plat)

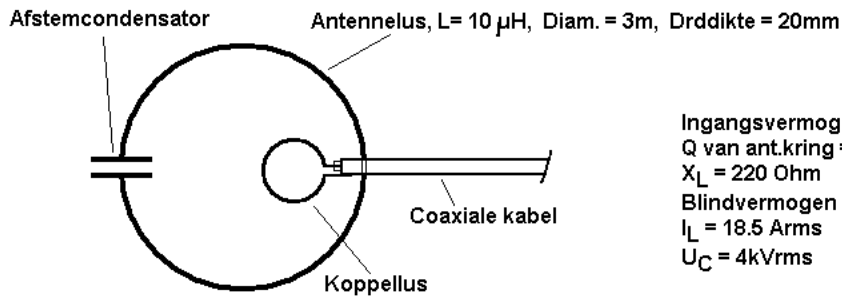


Polair Stralingsdiagram

(Symmetrisch rond de Z-as. Het verre veld is horizontaal gepolariseerd)

FIGUUR 5.1

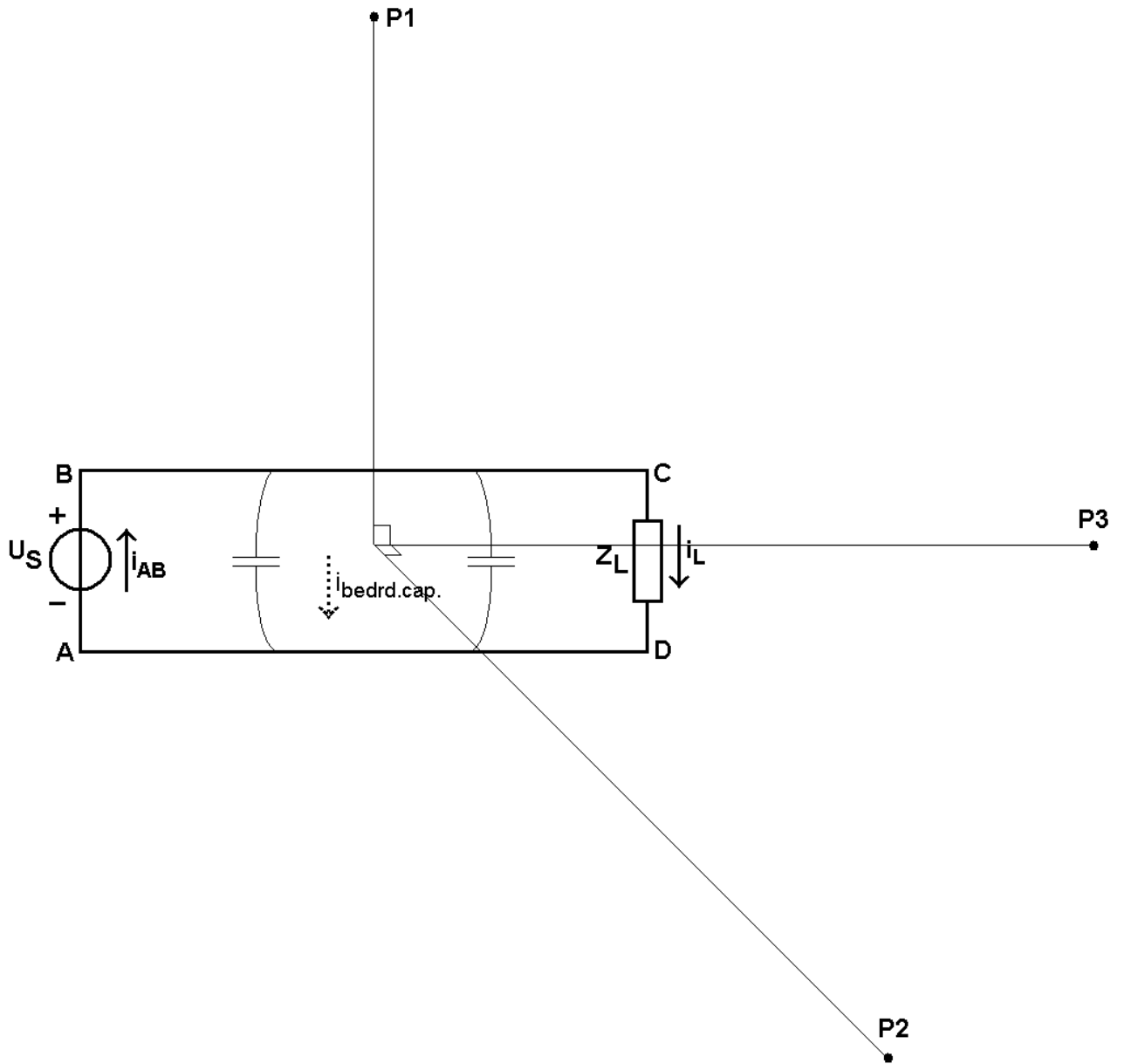
3.6 MHz loop antenne.



Ingangsvermogen = 50W (gem.)
 Q van ant.kring = 1500
 $X_L = 220 \text{ Ohm}$
 Blindvermogen = 75kW
 $I_L = 18.5 \text{ Arms}$
 $U_C = 4\text{kVrms}$

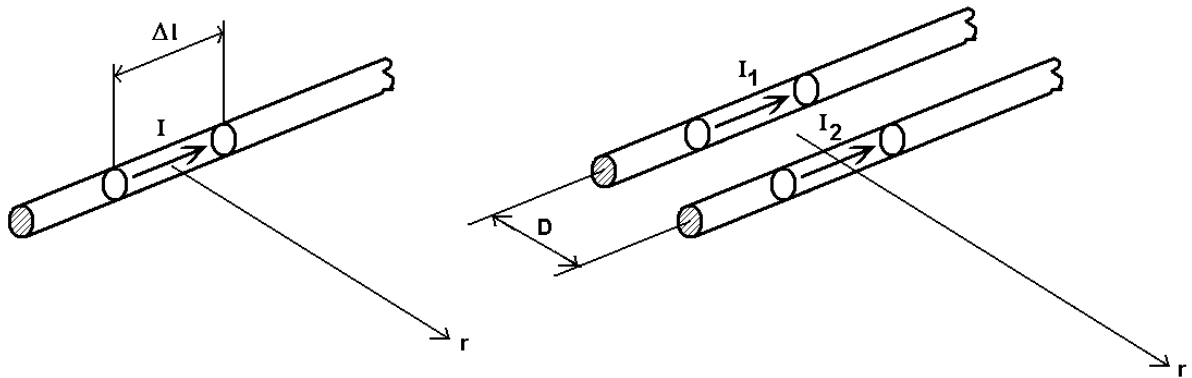
FIGUUR 5.2

Gecombineerde elektrische & magnetische dipool



FIGUUR 5.3

Common Mode & Differential Mode stromen

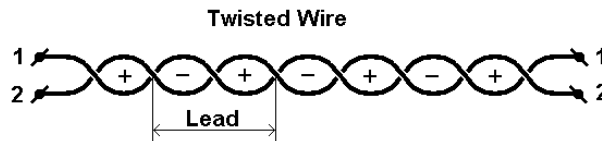


$$E = \frac{10^{-7} \cdot I \cdot \Delta l \cdot \omega}{r} = \frac{Z_0 \cdot I \cdot \Delta l}{2 \cdot r \cdot \lambda}$$

$$I_{\text{dif}} = 0.5 \cdot (I_2 - I_1)$$

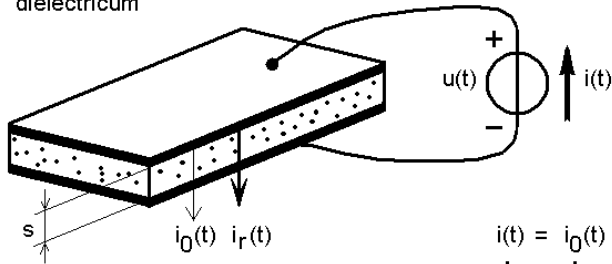
$$I_{\text{com}} = I_2 + I_1$$

When $I_1 + I_2 = 0$, and $D \ll 0.25\lambda$, then radiation is negligible.
Twisting the wires will further reduce radiation.



Figuur 6.1A en 6.1B.

metalen platen
gescheiden door
diëlectricum



$$i(t) = C \cdot \frac{du(t)}{dt} \quad C = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot A}{s}$$

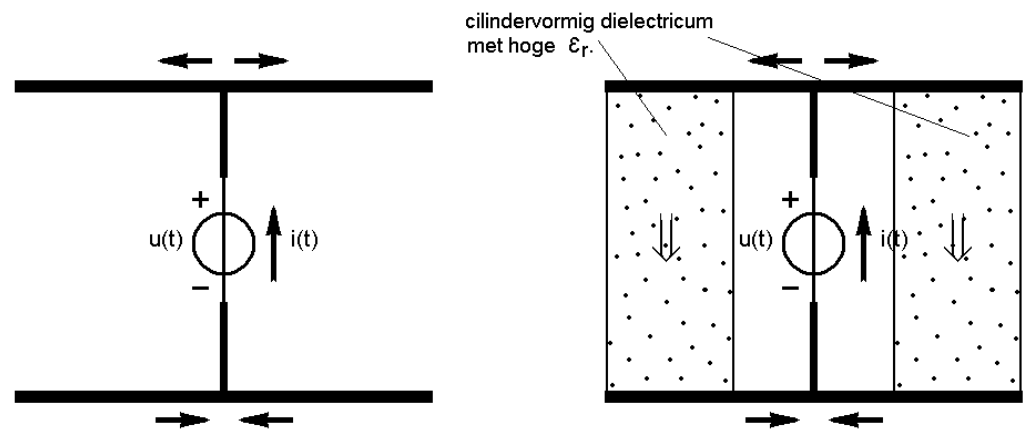
(A)

$$i(t) = i_0(t) + i_r(t)$$

- materiaal afhankelijk, stralend deel (t.g.v. ruimtelading)
- materiaal onafhankelijk, niet stralend deel.
- Totale capacatieve stroom.

(B) Hertze dipool bestaande uit twee schrijven gevoed d.m.v. een spanningsbron.

miniaturweergave
Hertze dipool.



Toevoegen van diëlectricum geeft hogere $i(t)$, maar ook hoge tegengesteld gerichte stralende capacatieve stroom in het diëlectricum (open pijlen). Het netto resultaat is geen toename van de opgewekte velden.

8. De Algemene formules voor de Elektrisch gezien kleine Magnetische en Elektrische Dipool.

De formules in dit document zijn afgeleid van onderstaande formules:

Elektrische Dipool ($r \gg l_e$):

$$E_r = \frac{Z_0}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{l_e \cdot i \cdot \cos \theta}{r^2} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r}\right) \cdot e^{-j \cdot k \cdot r} \quad l_e \cdot i = \text{Elektrisch Dipoolmoment (m}_E\text{)}$$

$$E_\theta = \frac{j \cdot Z_0 \cdot k}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{l_e \cdot i \cdot \sin \theta}{r} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r} - \frac{1}{(k \cdot r)^2}\right) \cdot e^{-j \cdot k \cdot r}$$

$$H_\phi = \frac{j \cdot k}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{l_e \cdot i \cdot \sin \theta}{r} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r}\right) \cdot e^{-j \cdot k \cdot r}$$

Magnetische Dipool ($r \gg \text{Diam lus}$):

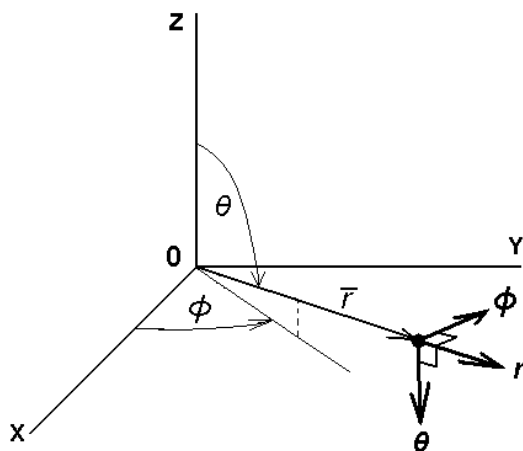
$$H_r = \frac{j \cdot k}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{A_L \cdot i \cdot \cos \theta}{r^2} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r}\right) \cdot e^{-j \cdot k \cdot r} \quad A_L \cdot i = \text{Magnetisch Dipool moment (m}_M\text{)}$$

$$H_\theta = \frac{-k^2}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{A_L \cdot i \cdot \sin \theta}{r} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r} - \frac{1}{(k \cdot r)^2}\right) \cdot e^{-j \cdot k \cdot r}$$

$$E_\phi = \frac{Z_0 \cdot k^2}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{A_L \cdot i \cdot \sin \theta}{r} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r}\right) \cdot e^{-j \cdot k \cdot r}$$

Waarin:

Indexen r , ϕ en θ bij de veldcomponenten = de veldoriëntatie (zie figuur), r = de vector van de oorsprong tot het "meetpunt" met lengte r , ϕ = hoek tussen r en het XZ-vlak, θ = hoek tussen de positieve Z-as en r , $k = 2 \cdot \pi / \lambda$ (Wave Number), λ = Golflengte in meters, $\lambda = c / f$, $c = 1 / \text{sqrt}(\mu \cdot \epsilon)$, voor lucht ongeveer $3 \cdot 10^8$ m/s. Z_0 = Golfimpedantie van het medium = $\text{sqrt}(\mu / \epsilon)$, voor lucht ongeveer 377 Ohm, l_e = lengte van draadstuk, A_L = oppervlakte van lus, i = complexe amplitude van dipool- of lusstroom.



Poolcoördinaten (r, ϕ, θ)



Elektrische (Hertze) Dipool



Magnetische Dipool