

تاسیس ۱۳۰۷

دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی
دانشکده مهندسی برق

آمن



بیه‌کندہ سید محسن البو تراب

مهرماه ۱۳۸۹

آمادگی علم و علی بابا

که من شهر علمم در است ^{فردی} درست این سخن گفت پیغمبر است

چون تو بانی آن مدینه علم را ^{مردی} چون شعاعی آفتاب علم را
 باز باشی باب جوایب ما ^{مردی} تا شوند از تو قوسر اندر لباب
 باز باشی باب رحمت ما ^{مردی} بارگاه ما که کفو آخند

فخر آن باشد که بساید ^{مردی} راه آن باشد که پیش آرد شی
 شاه آن باشد که از خود ^{مردی} نه به مخرها و شکر شده شود
 تا بسازد شاهی و بسازد ^{مردی} همچو عزت ملک دین احمد
 تا بیاید تیش سر غزل ^{مردی} گشته در از ملک او عین الحال

دانشجویان گرامی ، خجوده حاضر منطبقه کتب به آموزش مدرس آفاق تهیه شده است تا شما بتوانید در کلاس بیشتر توجه داشته
در درس مابهورت فراگیرید . البته قابل ذکر است که این جزوه مختصر شما را از مطالب مراجع اصلی بی نیاز نگه کرده و سعی میکنند
که به زبان ، مطالب را در کتابهای خارجی نیز دنبال کنید تا چشمان بر در ابطن آنها نیز آشنا شود . مرجع مطالب علمی
دو نزدیکترین محل ذکر شده است . ضمناً برای برخی از قسمتها ، برنامه های کامپیوتری تهیه شده که شماره در آموزش خود
یاری کنید . نظرات ، انتقادات و تصحیحات شما را ارج گذارشته در برای بهبود جزوه حاضر بکار خواهم برد . امید است که
این کار در بالا برن سطح اطلاعات درسی شما اثر بوده و در در میان آسان و شیرین کند . با تمام افتخاری کتابها ، مسملاً یک یادداشت
از نام صرف است . با آرزوی موفقیت سید علی اوزار

فهرست:

- فصل اول: اصول تحلیل آنتن ها
- فصل دوم: آنتن های سیمی
- فصل سوم: استفاده از قضایای مدار در آنتن های فرستنده و گیرنده
- فصل چهارم: رشته آنتن ها
- فصل پنجم: نويز در آنتن های گیرنده
- فصل ششم: امپدانس آنتن ها
- فصل هفتم: سنتز رشته آنتن ها
- فصل هشتم: آنتن های باند پهن
- فصل نهم: آنتن های مستقل از فرکانس
- فصل دهم: منابع ثانویه و آنتن های پنجره ای
- فصل یازدهم: آنتن های رفلکتور دار
- فصل دوازدهم: آنتن های باند فوق پهن
- فصل سیزدهم: آنتن های تشدید کننده دی الکتریکی
- فصل چهاردهم: آنتن های ناحیه فرنل

مساله ها

بنام خداوند جان و خرد
۱- اصول تحلیل آنتن ها

۱-۱- معادلات دیفرانسیل موج با منبع [۱,۲]

برای بدست آوردن معادلات مورد نظر ، یکی از میدانهای E یا H را در معادلات ماکسول با منابع J و ρ ، حذف میکنیم تا معادلات دیفرانسیل درجه دومی برحسب میدان دیگر بدست آید.

$$\nabla \times E = -B^*$$

$$\nabla \times H = J + D^*$$

$$\nabla \cdot D = \rho$$

$$\nabla \cdot B = 0$$

$$\nabla \cdot J = -\rho^*$$

اگر از معادله دوم نسبت به زمان مشتق بگیریم ، خواهیم داشت

$$\nabla \times H^* = J^* + D^{**}$$

و اگر از معادله اول کرل بگیریم ، داریم

$$\nabla \times \nabla \times E = -\mu \nabla \times H^*$$

از قرار دادن $\nabla \times H^*$ در رابطه بالا ، معادله زیر حاصل میشود

$$\nabla \times \nabla \times E = -\mu (J^* + D^{**})$$

که با توجه به اینکه $\nabla \times \nabla \times E = -\nabla^2 E + \nabla \nabla \cdot E$ است ، خواهیم داشت

$$\nabla^2 E - \nabla \frac{\rho}{\epsilon} = \mu (J^* + D^{**})$$

با فرض تغییرات سینوسی ، $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$ ، و $\nabla \cdot J = -\rho^*$ و یا $\nabla \cdot J = -j\omega\rho$ ، معادله دیفرانسیل موج با منبع ، بصورت زیر حاصل میشود.

$$\nabla^2 E + \omega^2 \mu \epsilon E = j\omega \mu J + \nabla \frac{\rho}{\epsilon} = j\omega \mu J - \frac{\nabla \nabla \cdot J}{j\omega \epsilon}$$

چنانچه به همین ترتیب برای H عمل کنیم خواهیم داشت

$$\nabla^2 H + \omega^2 \mu \epsilon H = -\nabla \times J$$

معادلات بالا نشان میدهد که منابع بصورت پیچیده ای در طرف دوم ظاهر شده اند که حل آنها را مشکل میکند .

ضمنا معادله H به کرل جریان وابسته بوده ، که بیان وابستگی میدان مغناطیسی به مولفه گردشی جریان است.

معادلات بالا با روش استراتون- چو [۲۰] تبدیل به معادلات انتگرال برای میدانها میشوند . در محیط بدون منبع

، معادلات بالا بصورت همان معادلات برداری هلمهولتز در میایند. [۲]

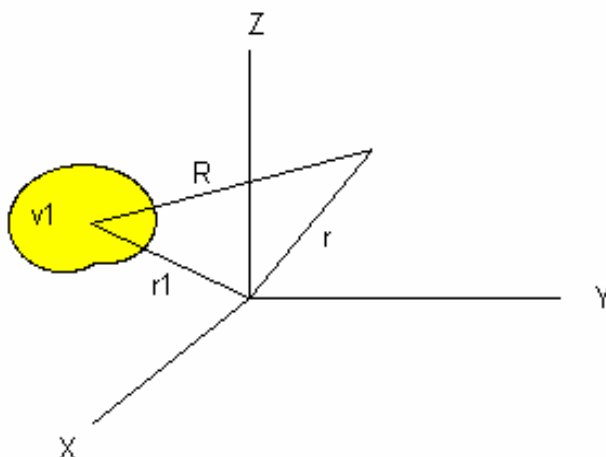
در حل مسائل آنتن معمولا از حل معادلات دیفرانسیل پتانسیل استفاده میشود که معادلات ساده تری هستند. قبلا این

پتانسیل ها را بررسی میکنیم.

۲-۱ - پتانسیل های تاخیری (Retarded Potentials) [۱,۳,۴,۶]

روش دیگر برای مربوط کردن میدان با منبع ، استفاده از پتانسیل های تاخیری است. این پتانسیل ها ممکن است دارای مفاهیم واقعی قابل توجیه فیزیکی نباشند ، و بنابراین ، بعنوان یک ابزار ریاضی برای حل میدانهای الکترومغناطیسی بکار میروند.

در حالات استاتیک دیدیم که استفاده از پتانسیل ها ، بعنوان یک ابزار واسطه برای تعیین میدانها ، کار را آسان میکرد. ولی پتانسیل های V و A ، در حالت استاتیک از یکدیگر مستقل بوده و قابل کاربرد در امواج نیستند، زیرا در امواج ، جریان و بار وابسته بوده و بنابراین انتظار میرود که پتانسیل ها نیز مستقل نباشند. با توجه به شکل زیر ، پتانسیل ها و رابطه آنها با میدانها ، در حالت استاتیک بصورت زیرند



شکل ۱-۱

$$A_i(r) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint J_i(r_1) \frac{1}{R} dv_1$$

$$B = \nabla \times A$$

$$V(r) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint \rho(r_1) \frac{1}{R} dv_1$$

$$E = -\nabla V$$

برای حالت منابع با تغییرات زمانی ، قاعدتا ، منابع و پتانسیل ها تابع زمان نیز خواهند بود. ضمنا میدانیم که امواج الکترومغناطیسی پدیده ای است که با تاخیر زمانی منتقل میشوند. پس برای حالت امواج ، باید پتانسیل ها تابع زمان و وابسته به یکدیگر باشند. همچنین ، اگر تغییرات زمانی آنها حذف شود ، همان پتانسیل های حالت استاتیک حاصل شود.

۱-۲-۱- معادلات دیفرانسیل پتانسیل با استفاده از معادلات ماکسول [۷]

چون $\nabla \cdot B = 0$ است ، پس B میتواند کرل هر بردار دلخواه ، مثل A باشد (زیرا $\nabla \cdot \nabla \times F = 0$). پس

$$B = \nabla \times A$$

اما هر بردار ، در حالت کلی میتواند به دو مولفه محوری (*Lamellar*) ، با کرل صفر، و دیورژانس مخالف صفر ، و گردشی (*Solenoidal*) ، با کرل مخالف صفر و دیورژانس صفر ، تجزیه شود.

$$A = A_l + A_s$$

$$\nabla \times A_l = 0, \nabla \cdot A_l \neq 0$$

$$\nabla \times A_s \neq 0, \nabla \cdot A_s = 0$$

بنابراین $B = \nabla \times A = \nabla \times A_s$ بوده ، و مولفه محوری یعنی A_l کاملاً اختیاری است ، چون در رابطه اخیر بی تاثیر است . از این موضوع بعداً استفاده خواهیم کرد.

با قراردادن $B = \nabla \times A$ در معادله $\nabla \times E = -B^*$ ، خواهیم داشت

$$\nabla \times E = -\nabla \times A^*$$

ویا

$$\nabla \times (E + A^*) = 0$$

که چون کرل بردار A_l برابر صفر است ، پس میتواند گرادیان هر تابع عددی دلخواه باشد. یعنی

$$E + A^* = -\nabla V$$

ویا

$$E = -A^* - \nabla V$$

V کاملاً دلخواه است و ضمناً ، با حذف تغییرات زمانی ، $A^* = 0$ رابطه بصورت حالت الکترواستاتیک ، $E = -\nabla V$ در خواهد آمد.

توابع A و V پتانسیل های مورد نظرند، که تا بحال در دو معادله اول و دوم ماکسول صدق کرده اند، و باید در سایر معادلات هم صادق باشند ، که از این راه معادلات دیفرانسیل پتانسیل بدست می آیند.

با قراردادن $B = \nabla \times A$ در معادله $\nabla \times H = J - D^*$ خواهیم داشت

$$\nabla \times \nabla \times A = \mu(J + D^*) = -\mu(J + \epsilon E^*)$$

ویا

$$\nabla \nabla \cdot A - \nabla^2 A = \mu J + \mu \epsilon (A^{**} + \nabla V^*)$$

و بالاخره

$$\nabla^2 A - \mu \epsilon A^{**} = -\mu J + \mu \epsilon \nabla V^* + \nabla \nabla \cdot A$$

از طرفی ، کاربرد پتانسیل ها در معادله $\nabla \cdot D = \rho$ و یا $\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon}$ نیز نتیجه زیر را میدهد

$$\nabla \cdot (-\nabla V - A^*) = \frac{\rho}{\epsilon}$$

که صورت نهائی بشکل زیر است

$$\nabla^2 V + \nabla \cdot A^* = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

دو معادله دیفرانسیل بدست آمده ، پتانسیل ها را با منابع مربوط میکنند.

با دقت در معادلات بالا ، ملاحظه میشود که A و V بصورت پیچیده ای در هر دو معادله وجود دارند و حل این معادلات بسیار مشکل است. ولی خوشبختانه چون فقط $\nabla \times A$ مشخص شده است ، با روشی که در زیر خواهد آمد ، ساده میشوند.

بر اساس قضیه هلمهولتز ، هر میدان برداری در اثر یک منبع محدود، بشرطی بطور مستقل مشخص میشود که کرل و دیورژانس آن تعیین شده باشد. پس باید $\nabla \cdot A$ تعریف شود. ضمناً میدانیم که دیورژانس مولفه گردشی ، صفر است و دیورژانس A فقط به مولفه محوری آن وابسته است ، و قبلاً دیدیم که کاملاً دلخواه است . پس بهتر است این مقدار طوری انتخاب شود که معادلات مورد نظر را ساده و مستقل کند. برای اینکار، لورنتس ، این شرط را که به نام خودش شناخته میشود ، پیشنهاد کرد

$$\nabla \cdot A = -\mu \varepsilon V^*$$

استفاده از شرط لورنتس باعث میشود که منظور ما بر آورده شده، و به دو معادله دیفرانسیل ساده و مستقل برای پتانسیل ها دست یابیم، که همراه با شرط لورنتس بکار میروند.

$$\nabla^2 A - \mu \varepsilon A^{**} = -\mu J$$

$$\nabla^2 V - \mu \varepsilon V^{**} = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\nabla \cdot A = -\mu \varepsilon V^*$$

این معادلات ، معادلات موج هلمهولتز هستند. دیده میشود که اگر تغییرات زمانی در این معادلات حذف شود، به همان معادلات حالت استاتیک میرسیم.

در مختصات مستطیلی ، معادله دیفرانسیل برای A به سه معادله برای مولفه های مختلف تبدیل میشود $\nabla^2 A_i - \mu \varepsilon A_i^{**} = -\mu J_i$ که $i = x, y, z$ است) که همراه با معادله V ، ۴ معادله مجزا و مشابه خواهیم داشت. در سایر مختصات و در مواقعی که ε و μ تابعی از مکان باشند ، مولفه ها براحتی جدا نشده و هر معادله شامل مولفه های مختلف خواهد بود. پس در مختصات مستطیلی معادلات بسادگی قابل حل است.

۱-۲-۲- حالت تغییرات زمانی سینوسی [۷]

در صورتیکه تغییرات زمانی سینوسی در نظر گرفته شود، معادلات دیفرانسیل پتانسیل و شرط لورنتس، بصورت زیر در میآیند.

$$\nabla^2 A + \omega^2 \mu \varepsilon A = -\mu J$$

$$\nabla^2 V + \omega^2 \mu \varepsilon V = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\nabla \cdot A = -j\omega \mu \varepsilon V$$

اینها معادلات غیر هموژن هستند که باید برای شرایط حدی و منابع مشخص، حل شوند. با بدست آمدن A و V ، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی هم، با استفاده از روابط زیر بدست میآیند.

$$\mu H = \nabla \times A$$

$$E = -\nabla V - j\omega A = -j\omega A + \frac{\nabla \nabla \cdot A}{j\omega \mu \varepsilon}$$

از معادلات بالا نتیجه میشود که اگر A تعیین شود ، با توجه به وابستگی A و V از شرط لورنتس ، دیگر نیازی به حل معادله دیفرانسیل V نبوده و میدانها با مشخص شدن A تعیین میشوند.

۱-۳- حل معادلات دیفرانسیل پتانسیل [۷]

معادلات بدست آمده برای حالت فضای بدون افت هستند . اگر برای محیط افت هم در نظر گرفته شود ، باتوجه به اینکه معادله ماکسول بصورت زیر خواهد شد

$$\nabla \times H = J + \sigma E + D^*$$

معادلات دیفرانسیل پتانسیل بشکل زیر در خواهند آمد

$$\nabla^2 A - \gamma^2 A = -\mu J$$

$$\nabla^2 V - \gamma^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)}$$

در صورتی که افت وجود نداشته باشد، $\sigma = 0$ شده و همان معادلات سابق به دست میآیند.

همانطور که گفته شد معادلات دیفرانسیل غیر هموزن بالا باید برای شرائط حدی خاص و منبع معین حل شوند. که درمختصات مستطیلی ۴ معادله مشابه بدست میآیند که کافیت روش حل کردن یکی از آنها را بدانیم. برای سهولت ، فرض میکنیم که آنتن در فضای نامحدود واقع شده باشد و بنابراین شرط حدی پیچیده ای بوجود نمیاید ، جز اینکه مقادیر پتانسیل و میدان در بینهایت باید صفر باشند.

بازهم برای سهولت ، ساده ترین حالت منبع را که منبع نقطه این بوده و شکل ریاضی آن دلتا فانکشن است ، در نظر میگیریم. اینکار اولین بار در سال ۱۸۲۸ توسط گرین انجام شد و جواب هر معادله دیفرانسیل با منبع نقطه این واحد یا دلتا فانکشن در هر شرط حدی را تابع گرین آن معادله د آن شرط حدی مینامند و با (G) نشان میدهند.

باتوجه به مراتب بالا ، معادله دیفرانسیل زیر را حل میکنیم ، پتانسیل منبع واحدی که در مبدأ مختصات قرار گرفته است.

$$\nabla^2 G - \gamma^2 G = -\delta(r)$$

۱-۳-۱- تابع گرین در فضای نامحدود و منبع در مبدا مختصات [۷]

چون منبع نقطه ای بوده و در مبدأ مختصات قرار دارد ؛ بنابراین تغییرات نسبت به زوایای θ و φ نداریم بنابراین معادله دیفرانسیل بالا در مختصات کروی فقط تابع r بوده و بصورت زیر ساده میشود:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dG}{dr} \right) - \gamma^2 G = -\delta(r)$$

برای نقطه ای غیر از مبدا، که منبع در آن قرار گرفته است، معادله بالا هموزن خواهد بود . بافرض $G = \psi / r$ معادله بصورت زیر در خواهد آمد.

$$\frac{d^2}{dr^2} (\psi) - \gamma^2 G = 0$$

که حل آن بصورت

$$G = C \frac{e^{-\gamma r}}{r} + D \frac{e^{\gamma r}}{r}$$

است . باتوجه به اینکه منبع در مرکز قرار دارد و فقط موج دورشونده قابل قبول است، پس D برابر صفر است . ثابت C باید با توجه به منبع در معادله غیر هموزن تعیین شود. چون G در مبدا ، بینهایت میشود ، و منبع نیز فقط در مبدا مقدار دارد ،

بنابراین برای تعیین C ، مقدار G را در معادله غیر هموزن قرار داده و در داخل کره ای که مبداء مختصات، یعنی منبع را در بر گرفته از طرفین آن انتگرال میگیریم. قطر کره خیلی کوچک بوده و بسمت صفر میل میکند. پس داریم:

$$\int_V \nabla^2 G dv - \int_V \gamma^2 G dv = - \int_V \delta(r) dv$$

چون انتگرال در $r \approx 0$ انجام میشود، و میتوان مقدار تابع $G = C \frac{e^{-\gamma r}}{r} = C \frac{1}{r}$ انتخاب کرد، بنابراین انتگرالهای بالا

هرکدام بصورت زیر خواهد شد.

$$- \int_V \delta(r) dv = -1$$

$$\int_V \gamma^2 G dv = -\gamma^2 C \int_V \frac{1}{r} dv = -\gamma^2 C \int_V \frac{1}{r} r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi dr = -4\pi\gamma^2 C \int_{r=0} r dr = 0$$

$$\int_V \nabla^2 G dv = \int_V \nabla \cdot \nabla G dv = \oint_S \nabla G \cdot ds = \oint_S \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi = -4\pi C$$

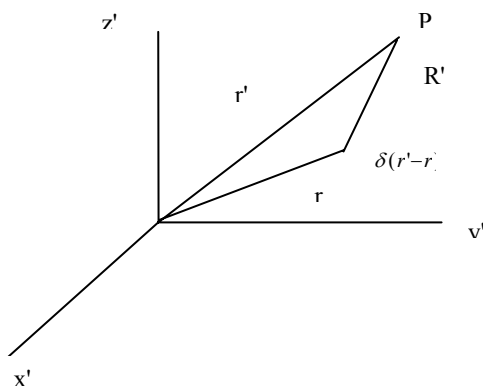
بنابراین مقدار $C = \frac{1}{4\pi}$ است و تابع گرین برای این شرط حدی بصورت زیر است:

$$G = \frac{e^{-\gamma r}}{4\pi r}$$

این تابع گرین برای فضای نامحدود و منبع (دلتا فانکشن) در مبداء، مختصات است.

۱-۳-۲- تابع گرین در فضای نامحدود و منبع در نقطه ای غیر از مبداء [۷]

اگر منبع در نقطه ای غیر از مبداء مختصات قرار گیرد، مطابق شکل زیر میتوان نوشت



شکل ۲-۱

$$\nabla^2 G(r', r) - \gamma^2 G(r', r) = -\delta(r'-r)$$

$G(r', r)$ بمعنی مقدار تابع در نقطه r' (در مختصات x', y', z' در حالی است که منبع دلتا فانکشن در نقطه r قرار گرفته است.

با توجه به مطالب قبل، در این حالت کفایت که در تابع گرین قبلی بجای r ، مقدار $R = |r'-r|$ را قرار دهیم.

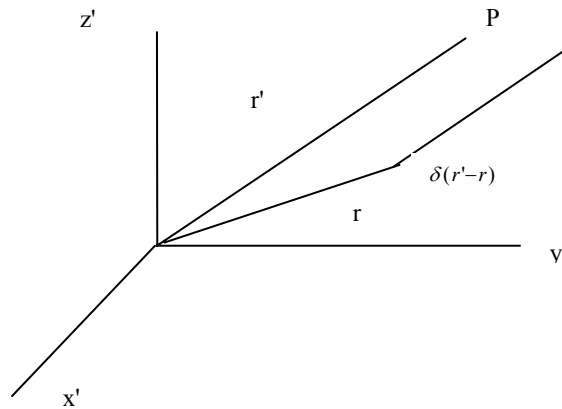
یعنی

$$G(R) = G(r', r) = \frac{e^{-\gamma R}}{4\pi R} = \frac{e^{-\gamma |r'-r|}}{4\pi |r'-r|}$$

۱-۳-۳- تابع گرین برای فواصل دور [۷]

اگر نقطه ای که تابع در آنجا بررسی میشود از مبداء بسیار دور ، و نقطه ای که منبع قرار گرفته دارای فاصله محدود باشد ، با استفاده از شکل میتوان نوشت :

$$R' = r' - \hat{r} \cdot r'$$



شکل ۱-۳

یعنی اختلاف R' و r' در مقدار تصویر r روی r' است . اگر $r' \gg r$ باشد ، میتوان $R' \approx r'$ انتخاب کرد. نکته بسیار مهم این است که این تقریب در مخرج کسر تابع گرین، اختلال خیلی جزئی ایجاد کرده ولی قسمت فاز در نما، بعلت اینکه بصورت

$e^{-j\beta R'}$ ظاهر میشود و $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ است ، پس

$$e^{-j\beta R'} = e^{-j2\pi \frac{R'}{\lambda}}$$

بوده و چنانچه تغییرات فقط حدود کسری از λ باشد ، اختلاف فاز ایجاد میکند. مثلا برای اختلاف راه $\lambda/2$ اختلاف فاز 180° ایجاد خواهد شد. یعنی بزرگی R' مطرح نبوده و بلکه اختلاف نسبت به λ مطرح است .

با توجه به مطالب بالا ، تقریب $R' \approx r'$ در مخرج کسر مجاز بوده ولی در نما غیر مجاز است.

بنابراین مقدار تابع بصورت

$$G(r', r) = \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'} e^{\gamma(r', r)}$$

است. در تابع بالا دیده میشود که مقدار $\frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'}$ فقط تابع دامنه r' بوده و مقدار $e^{\gamma(r', r)}$ تابع جهت آن است. مابین خصوصیت را با

شکل جدیدی نمایش میدهیم:

$$G(r', r) = \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'} M(\theta', \varphi')$$

تابع M همان $e^{\gamma(r', r)}$ است که چون دامنه r' برابر با ۱ است ، بنابراین فقط تابع جهت آن است.

۱-۳-۴- شکل کلی پتانسیل برای منبع محدود در فواصل دور [۷]

ما شکل تابع پتانسیل را برای حالتی که منبع نقطه ای بود بررسی کردیم. اگر منبع نقطه نباشد، منطقی است که آن را مجموعه ای از منابع کوچک نقطه ای فرض کرده و بنابراین شکل پتانسیل آن را بصورت زیر بنویسیم:

$$A(r') = \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'} N(\theta', \varphi')$$

در اینجا $N(\theta', \varphi')$ تابع زاویه نقطه مورد مطالعه است و شکل آن بستگی به منبع دارد.

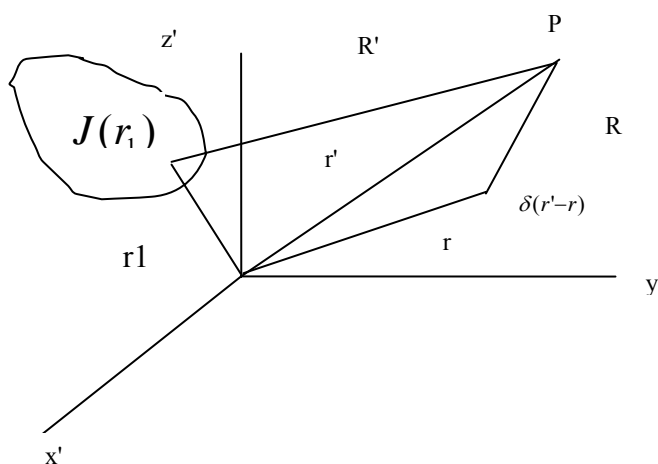
۱-۳-۵- حل معادله دیفرانسیل پتانسیل با استفاده از تابع گرین

مطابق شکل یک سیستم مشترک متشکل از منبع واحد دلتا در نقطه $r' = r$ و منبع دلخواه $J(r_1)$ اختیار میکنیم.

مقدار پتانسیل منبع به تریب $G(r', r)$ و $A(r')$ است که هر کدام در معادله دیفرانسیل خود صدق میکنند.

$$\nabla^2 G(r', r) - \gamma^2 G(r', r) = -\delta(r' - r)$$

$$\nabla^2 A(r') - \gamma^2 A(r') = -\mu J(r_1)$$



شکل ۴-۱

اگر معادله اول را در $A(r')$ و دومی را در $G(r', r)$ ضرب کرده و از یکدیگر کم کنیم، به معادله زیر میرسیم

$$G(r', r) \nabla^2 A_x(r') - A_x(r') \nabla^2 G(r', r) = -\mu J(r_1) G(r', r) + A_x(r') \delta(r' - r)$$

توجه کنید که در ادامه، فقط مولفه x از معادله A را در نظر گرفته ایم و سایر مولفه ها نیز معادلات مشابهی دارند. از طرفین رابطه بالا، در حجمی که شامل همه منابع باشد، انتگرال میگیریم (مشتق ها نسبت به مختصات پریم دار است)

$$\int_{V'} [G(r', r) \nabla^2 A_x(r') - A_x(r') \nabla^2 G(r', r)] dv' = -\mu \int_{V'} J_x(r_1) G(r', r) dv' + \int_{V'} A_x(r') \delta(r' - r) dv'$$

قسمت سمت راست انتگرال بالا فقط روی منابع مقدار دارد، پس فقط کافی است که منابع در حجم V' واقع باشند و دیگر بزرگی و کوچکی حجم مطرح نیست. پس سمت چپ هم همین خصوصیت را دارد، بنابراین میتوانیم انتگرال را در حجمی بشکل کره و باشعاع بینهایت بگیریم تا بتوانیم از شکل پتانسیلها در فاصله دور استفاده کنیم. اگر از اتحاد

$$\nabla \cdot (a \nabla b) = \nabla a \cdot \nabla b + a \nabla^2 b$$

در انتگرال بالا استفاده کنیم خواهیم داشت :

$$\int_{v_1} \nabla \cdot [G(r', r) \nabla A_x(r') - A_x(r') \nabla G(r', r)] dv' = -\mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv' + \int_{v_1} A_x(r') \delta(r' - r) dv'$$

حجم v_1 یک کره با شعاع بینهایت است و طرف چپ انتگرال بالا تبدیل به انتگرال روی سطح بسته آن کره ، با حذف علامت دیورژانس میشود. یعنی

$$\oint_{s'} [G(r', r) \nabla A_x(r') - A_x(r') \nabla G(r', r)] \vec{ds}' = -\mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv' + \int_{v_1} A_x(r') \delta(r' - r) dv'$$

است که $\vec{ds}' = \hat{n} ds'$ و بردار \hat{n} یکه عمود بر سطح بطرف خارج بوده و در مورد کره مورد نظر ، همان \hat{r}' است

در انتگرال روی سطح s' در سمت چپ ، $\nabla A_x(r')$ و یا $\nabla G(r', r)$ در \vec{ds}' ضرب داخلی میشود. پس فقط مولفه \hat{r}' آنها مورد استفاده در انتگرال است . بنابراین روابط ∇ به $\frac{\partial}{\partial r'}$ تبدیل میشود. یعنی

$$\oint_{s'} [G(r', r) \frac{\partial}{\partial r'} A_x(r') r' - A_x(r') \frac{\partial}{\partial r'} G(r', r) r'] \cdot \hat{r}' ds' = -\mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv' + \int_{v_1} A_x(r') \delta(r' - r) dv'$$

و یا

$$\oint_{s'} [G(r', r) \frac{\partial}{\partial r'} A_x(r') - A_x(r') \frac{\partial}{\partial r'} G(r', r)] r'^2 \sin(\theta') d\theta' d\varphi' = -\mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv' + \int_{v_1} A_x(r') \delta(r' - r) dv'$$

اما اگر در رابطه اخیر، بجای $G(r', r) = \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'}$ $M(\theta', \varphi')$ و بجای $A(r') = \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'}$ $N(\theta', \varphi')$ ، قرار قراردهیم، برای سمت راست رابطه بالا ، خواهیم داشت:

$$\oint_{s'} [MN \frac{\partial}{\partial r'} \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'} - NM \frac{\partial}{\partial r'} \frac{e^{-\gamma r'}}{4\pi r'}] r'^2 \sin(\theta') d\theta' d\varphi' = 0$$

پس انتگرال سمت راست نیز برابر صفر است . یعنی

$$-\mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv' + \int_{v_1} A_x(r') \delta(r' - r) dv' = 0$$

و یا

$$\int_{v_1} A_x(r') \delta(r' - r) dv' = \mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv' = 0$$

اما در مورد انتگرال طرف راست ، حجم v_1 هر چه باشد ، فقط در جایی که $J(r_1)$ مقدار داشته باشد ، یعنی حجم v_1 مقدار خواهد داشت و انتگرال سمت چپ برابر با مقدار $A_x(r)$ میشود. یعنی

$$A_x(r) = \mu \int_{v_1} J_x(r_1) G(r', r) dv_1 = 0$$

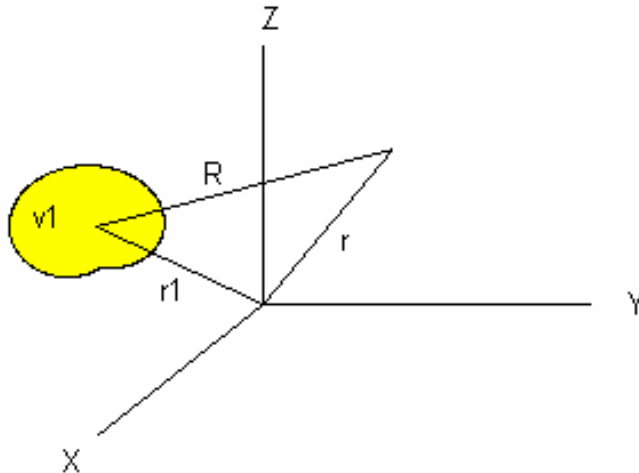
در انتگرال بالا که در حجم v_1 انجام میشود ، نقاط r' همان نقاط r_1 خواهند بود و $R = r_1 - r$ است.

ضمناً با توجه به اینکه دیگر نیازی به مختصات (θ') نیست ، میتوان نوشت

$$A_i(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{v_1} J_i(r_1) \frac{e^{-\gamma R}}{R} dv_1$$

مشابه همین رابطه را نیز میتوان برای پتانسیل الکتریکی بدست آورد

$$V(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{v_1} \rho(r_1) \frac{e^{-\gamma R}}{R} dv_1$$



شکل ۵-۱

در رابطه بالا r فاصله نقطه مورد نظر برای تعیین پتانسیل ، تا مبدا مختصات ، r_1 فاصله هر نقطه منبع تا مبدا مختصات ، و R فاصله هر نقطه منبع تا نقطه تعیین پتانسیل است.

اگر توزیع جریان منبع $J(r_1)$ معلوم باشد ، مقدار $A_i(r)$ با انتگرال بالا تعیین میشود. البته موضوع مهم در حل مسائل آنتن ها آنست که توزیع جریان ، خود ناشناخته است و بنابراین $J(r_1)$ نامعلوم، در زیر انتگرال ظاهر شده و رابطه ، یک " معادله انتگرال " است .

در حالت ساده ، توزیع جریان ، با تقریب معین شده، و $A_i(r)$ محاسبه میشود. بیشتر کار ما را این حالت تشکیل میدهد.

در حالت واقعی ، باید ابتدا مقدار $J(r_1)$ از معادله بالا، و روابط آن با میدانها تعیین شود. اینکار برای برخی از آنتن ها با روشهای حل معادله انتگرال انجام شده و در حالت عمومی ، از روشهای عددی ، مثل روش ممان ، که بعدا با آن آشنا خواهیم شد ، و یا سایر روشهای عددی انجام میشود.

رابطه بالا نشان میدهد که با دانستن تابع گرین ، میتوان از قضیه جمع اثرها استفاده کرد و اثر یک منبع در حالت عمومی را تعیین کرد. این خصوصیت برای سایر حالات و شرایط حدی نیز صادق است. بامشخص شدن $A(r)$ (شامل همه مولفه ها)، میدانها هم از روابط زیر تعیین میشوند.

$$\mu H = \nabla \times A$$

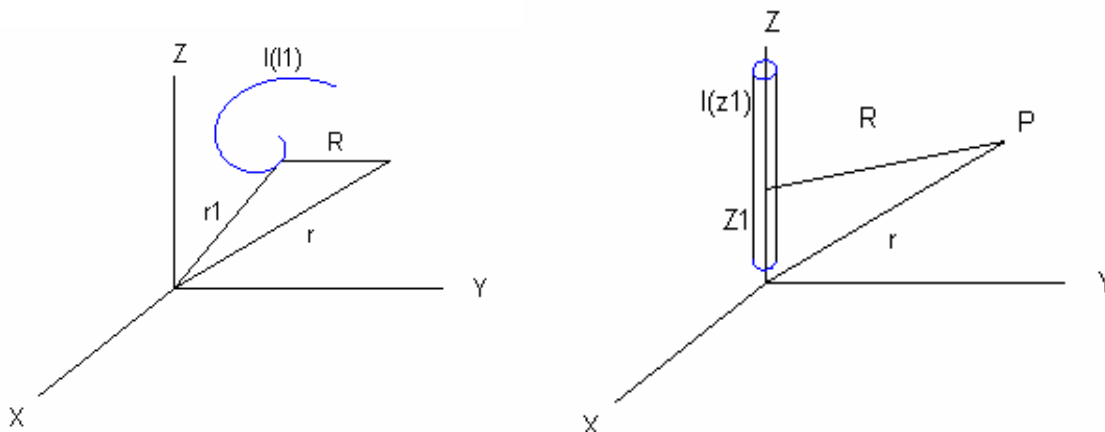
$$E = -j\omega A + \frac{\nabla \nabla \cdot J}{j\omega \mu \epsilon}$$

در ادامه ، فرض میکنیم که فضا بدون افت بوده و بنابراین از رابطه زیر، برای هر کدام از مولفه ها، استفاده میکنیم

$$A(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{v_1} J(r_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dv_1$$

۲- آنتن های سیمی [۳,۶,۷]

در این قسمت به حل مسائل آنتن در ساده ترین حالات می پردازیم. آنتن های یک سیم نازک تشکیل شده و فرض میکنیم که توزیع جریان آنها، با تقریب مناسب، تخمین زده شده باشند. اگر سطح مقطع آنتن خیلی کوچک باشد، رابطه بصورت ساده تر زیر در می آید:



شکل ۱-۲

$$A_i(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_i(l_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dl_1 \Rightarrow i = x, y, z$$

که i مولفه (x, y, z) است. ساده ترین حالت آن است که سیم صاف و در امتداد محور z واقع شود، که در این صورت خواهیم داشت:

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_z(z_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz$$

به این ترتیب آماده برای حل ساده ترین حالت شده ایم. واضحست که هرچه تابع $I_z(z_1)$ پیچیده تر باشد، تعیین A مشکل تر است. ساده ترین حالت این است که دامنه و فاز جریان، ثابت و بدون تغییر، و طول آنتن dl نیز نسبت به طول موج، قابل صرف نظر کردن باشد ($dl \ll \lambda$).

۱-۲- آنتن عنصر جریان Current element

در این آنتن فرض بر آنست که، دامنه و فاز جریان ثابت $I_z(z_1) = I$ ، و طول آن برابر با $(dl \ll \lambda)$ است. این آنتن کوچک را در مبداء مختصات در نظر میگیریم. چون آنتن خیلی کوچک است، پس $R \approx r$ و بنابراین داریم:

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} I \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_{-dl/2}^{dl/2} dz_1 = \frac{\mu}{4\pi} I \frac{e^{-j\beta r}}{r} dl$$

در حالت کلی، کار با مولفه های کروی میدان مناسب تر است. بنابراین مولفه مختصات کروی را تعیین میکنیم

$$A_\theta = -A_z \sin(\theta)$$

$$A_r = A_z \cos(\theta)$$

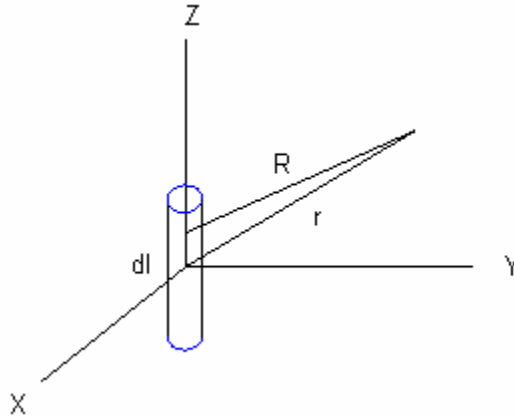
$$A_\phi = 0$$

میدان های H, E از رابطه های

$$\mu H = \nabla \times A$$

$$E = -j\omega A + \frac{\nabla \nabla \cdot A}{j\omega\mu\epsilon}$$

بدست میایند. با توجه به اینکه مقدار A دارای مولفه ϕ نبوده و ضمناً تغییرات نسبت به ϕ ندارد، محاسبات ساده تر خواهد شد. با قراردادن مولفه های A در معادله، و کمی محاسبات ساده ریاضی، میدانهای آنتن عنصر جریان را بصورت زیر خواهیم داشت:



شکل ۲-۲

$$H_{\phi} = \frac{Idl}{4\pi} e^{-j\beta r} \sin(\theta) \left[\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} \right]$$

$$E_{\theta} = \frac{\eta Idl}{4\pi} e^{-j\beta r} \sin(\theta) \left[\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{j\beta r^3} \right]$$

$$E_r = \frac{\eta Idl}{4\pi} e^{-j\beta r} \cos(\theta) \left[\frac{2}{r^2} + \frac{2}{j\beta r^3} \right]$$

معادلات بالا نشان میدهد که آنتن عنصر جریان دارای مولفه های میدانی متناسب با $\left(\frac{1}{r}\right)$ و $\left(\frac{1}{r^2}\right)$ و $\left(\frac{1}{r^3}\right)$ است.

۲-۱-۱- تحلیل مولفه های میدان

اگر مولفه های زمانی میدانها را، با ضرب آنها در $e^{j\omega t}$ و اختیار قسمت حقیقی بدست آوریم، (مثلاً برای مولفه $\tilde{E}_{\theta} = \text{Re}(E_{\theta} e^{j\omega t})$) و ضمناً برای سادگی $t' = t - R/C$ (سرعت نور یا موج) فرض کنیم، شکل جدیدی برای میدانها بدست میاید:

$$\tilde{E}_{\theta} = \frac{Idl \sin(\theta)}{4\pi\epsilon} \left(\frac{-\omega \sin(\omega t')}{rC^2} + \frac{\cos(\omega t')}{r^2 C} + \frac{\sin(\omega t')}{\omega r^3} \right)$$

$$\tilde{E}_r = \frac{2Idl \cos(\theta)}{4\pi\epsilon} \left(0 + \frac{\cos(\omega t')}{r^2 C} + \frac{\sin(\omega t')}{\omega r^3} \right)$$

$$\tilde{H}_{\phi} = \frac{Idl \sin(\theta)}{4\pi} \left(\frac{-\omega \sin(\omega t')}{rC} + \frac{\cos(\omega t')}{r^2} + 0 \right)$$

چون $\frac{dq}{dt} = I \cos(\omega t')$ و بنابراین $q = I \frac{\sin(\omega t')}{\omega}$ ، یک تغییر کوچک دیگر در روابط بالا انجام داده و در عبارات آخر \tilde{E}_{θ} و \tilde{E}_r بجای $I \frac{\sin(\omega t')}{\omega}$ مقدار q را قرار میدهیم. شکل جدید بصورت زیر خواهد شد:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_\theta &= \frac{-\omega Idl \sin(\theta) \sin(\omega t')}{4\pi\epsilon r C^2} + \frac{Idl \sin(\theta) \cos(\omega t')}{4\pi\epsilon r^2 C} + \frac{qdl \sin(\theta)}{4\pi\epsilon r^3} \\ \tilde{E}_r &= \left(0 + \frac{2Idl \cos(\theta) \cos(\omega t')}{4\pi\epsilon r^2 C} + \frac{2qdl \cos(\theta)}{4\pi\epsilon r^3} \right) \\ \tilde{H}_\phi &= \frac{-\omega Idl \sin(\theta) \sin(\omega t')}{4\pi r C} + \frac{Idl \sin(\theta) \cos(\omega t')}{4\pi r^2} + 0\end{aligned}$$

با توجه به عبارات بالا مشاهده میشود که :

۱- قسمت اول عبارات ، با صفر شدن تغییرات زمانی ، یعنی اگر ω باشد، صفر میشوند. میدانیم که امواج در صورتیکه تغییرات زمانی وجود داشته باشد ، یعنی جریان متناوب ، بوجود میآیند. پس این قسمت از میدانها که با $(\frac{1}{r})$ متناسب هستند ، مولفه های تشعشی هستند ، ضمناً \tilde{E}_r فاقد این مولفه است . که این هم منطقی است ، چون بر اساس قضیه پوینتنگ ، میدان دورشونده قاعدتا در جهت (r) است ، و \tilde{E}_r و \tilde{H}_ϕ حاصلضرب خارجی شان مولفه در این جهت نمیدهد.

۲- قسمت دوم عبارات متناسب با $(\frac{1}{r^2})$ بوده و اگر ω صفر شود ، صفر نشده بلکه با صفر شدن I ، برابر با صفر خواهد شد. یعنی در حالت جریان دائم وجود دارد . اینهم منطقی است زیرا در صورت وجود جریان دائم در سیم ، باید میدانهای مربوطه وجود داشته باشند . این مولفه ها کاملاً مشابه میدانهای یک عنصر جریان در حالت مگنتو استاتیک است و آن را مولفه اندوکسیونی مینامیم.

۳- آخرین قسمت ها متناسب با $(\frac{1}{r^3})$ بوده و با صفر شدن ω و یا I صفر نشده ، بلکه با صفر شدن بار q ، صفر میشوند. میدانها کاملاً شبیه حالت دیپل الکتریکی در حالت الکترو استاتیک هستند که میدانهای استاتیک نامیده میشوند. ضمناً مولفه \tilde{H}_ϕ نیز فاقد این مولفه است که اینهم منطقی است ، چون میدان مغناطیسی نیاز به حرکت بار دارد. به این ترتیب مشاهده شد که هر کدام از مولفه ها ، بموقع و در جای خود ظاهر شده اند. تابعیت میدانها نسبت به فاصله نشان میدهد که میدانهای القائی و استاتیک خیلی سریعتر از میدانهای تشعشی

ضعیف میشوند. اگر مثلاً مولفه \tilde{E}_θ را خلاصه کرده و بصورت زیر در آوریم

$$\tilde{E}_\theta = \frac{E_0}{r} \left[1 + \frac{1}{j\beta r} + \frac{1}{\beta^2 r^2} \right]$$

مشاهده میشود که چون $\beta = 2\pi/\lambda$ است ، بنابراین عبارت دوم بصورت $\frac{1}{j2\pi r/\lambda}$ در آمده ، و برای فواصل کوچک ، میدان القائی، بزرگتر از تشعشی است . یعنی در $2\pi r/\lambda = 1$ و یا $r = \frac{\lambda}{6}$ میدانهای تشعشی و القائی برابرند و از آن بعد میدانهای تشعشی بزرگتر میشوند. به این نکته میرسیم که در فواصل کوچک ، نسبت به طول موج ، ارتباط القائی است ، ولی در فواصل بزرگ ارتباط با تشعشع است. در خطوط قدرت این حد ۱۰۰۰ کیلومتر است ، پس در این فرکانسها بحث تشعشع بی مورد است.

یک نکته دیگر نیز ما را مطمئن میکند که عبارات تشعشی باید متناسب با $(\frac{1}{r})$ باشند. میدانیم که کل قدرت تشعشع شده توسط یک تشعشع کننده به فاصله بستگی ندارد. یعنی کل قدرت تشعشع شده در فاصله ۱۰ متر همانست که در فاصله ۱۰۰ متر. از طرفی دانسیته قدرت تشعشی بر اساس قضیه پوینتینگ، به $E \times H$ بستگی داشته، پس متناسب با $(\frac{1}{r^2})$ است. چون دیفرانسیل سطح نیز با r^2 متناسب است، پس قدرت به شعاع وابسته نبوده و ثابت است. پس عبارات تشعشی متناسب با $(\frac{1}{r})$ هستند.

در ادامه کار، معمولاً، ما با میدانهای تشعشی یا میدانهای دور، سرو کار داریم و میدانهای غیر تشعشی، فقط در صورتیکه فاصله مورد نظر نزدیک باشد، مثل اثر متقابل و امپدانس آنتن ها، مورد استفاده قرار میگیرند.

قبلاً رابطه میدان الکتریکی و پتانسیل برداری مغناطیسی بصورت $E = -j\omega A + \frac{\nabla \nabla \cdot A}{j\omega\mu\epsilon}$ داده شده بود. اگر منظور فقط میدانهای تشعشی باشند، میتوان ثابت کرد که عبارت دوم در رابطه بالا فاقد مولفه تشعشی بوده و برای میدانهای دور میتوان بسادگی از رابطه $E = -j\omega A$ استفاده کرد.

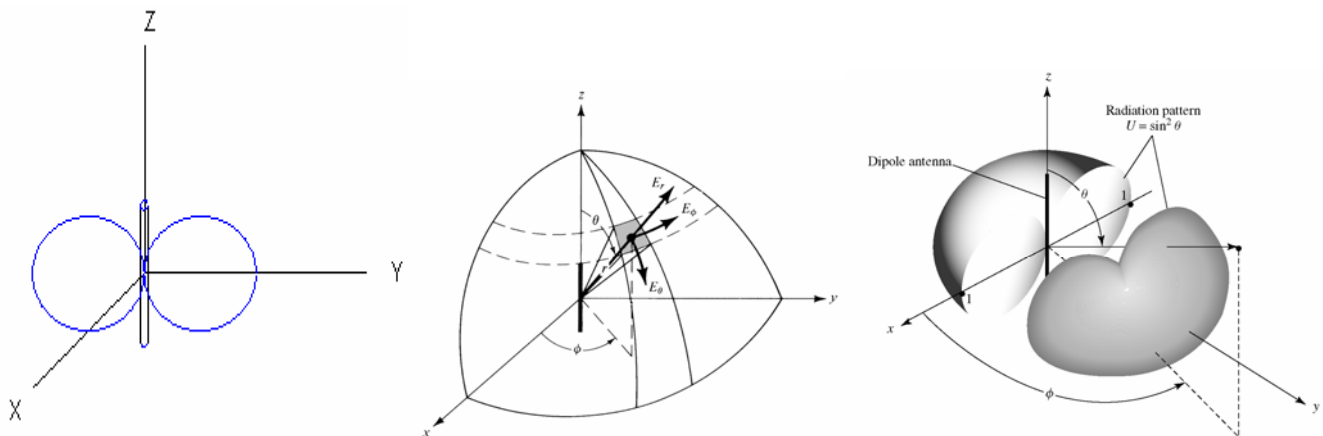
۲-۱-۲- پرتو آنتن عنصر جریان

میدانهای تشعشی یا دور آنتن عنصر جریان، که با $(\frac{1}{r})$ متناسب اند، با $\sin(\theta)$ رابطه داشته و بصورت زیرند:

$$E_{\theta} = \frac{j60\pi Idl e^{-j\beta r}}{\lambda r} \sin(\theta) = E_{\theta} \sin(\theta)$$

$$H_{\phi} = \frac{E_{\theta}}{\eta} = H_{\phi} \sin(\theta)$$

بنابراین میدانها، مستقل از ϕ بوده و نسبت به θ به شکل زیر هستند.



شکل ۲-۳

مقطع شکل در هر صفحه گذرنده از محور z ، همین شکل بوده و شکل فضائی آن بصورت یک $(Tore)$ است.

۳-۱-۲- قدرت لحظه ای ، تشعشی و راکتیو آنتن عنصر جریان

میدانیم که دانسیته قدرت لحظه ای از رابطه $\tilde{P} = \tilde{E} \times \tilde{H}$ بدست میآید ، بنابراین ، قدرت لحظه ای دارای مولفه های زیر است

$$\tilde{P} = \tilde{E} \times \tilde{H} = \tilde{P}_\theta + \tilde{P}_r = (\tilde{E}_\theta + \tilde{E}_r) \times \tilde{H}_\phi$$

$$\tilde{P}_\theta = -\tilde{E}_r \tilde{H}_\phi$$

$$\tilde{P}_r = \tilde{E}_\theta \tilde{H}_\phi$$

ویا

$$\tilde{P}_\theta = \frac{I^2 dl^2 \sin(2\theta)}{16\pi^2 \epsilon} \left[\frac{\cos(2\omega t')}{r^4 C} - \frac{\sin(2\omega t')}{2\omega r^5} + \frac{\omega \sin(2\omega t')}{4r^3 C^2} \right]$$

واضح است که مقدار متوسط این مولفه ، صفر است . اما در مورد مولفه دیگر داریم

$$\tilde{P}_r = \frac{I^2 dl^2 \sin^2(\theta)}{16\pi^2 \epsilon} \left[\frac{\sin(2\omega t')}{2\omega r^5} + \frac{\cos(2\omega t')}{r^4 C} - \frac{\omega \sin(2\omega t')}{r^3 C^2} + \frac{\omega^2 (1 - \cos(2\omega t'))}{2r^2 C^3} \right]$$

ملاحظه میشود که آخرین عبارت شامل قسمتی مستقل از زمان بوده و متوسط دارد. این مقدار برابر است با :

$$P_{rav} = \frac{\omega^2 I^2 dl^2 \sin^2(\theta)}{32\pi^2 \epsilon r^2 C^3} = \frac{\eta}{2} \left[\frac{\omega I dl \sin(\theta)}{4\pi r C} \right]^2$$

این همان حاصلضرب میدانهای تشعشی E_θ و H_ϕ در رابطه $P_{rav} = 1/2 \text{Re}(E_\theta \times H_\phi)$ است

اگر قدرت کل تشعشی را با انتگرال گیری از این رابطه روی یک کره حساب کنیم خواهیم داشت:

$$W_r = \oint P_{rav} . ds = \oint P_{rav} r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi = \frac{\eta}{2} \left[\frac{\omega^2 I^2 dl^2}{8\pi C^2} \right] \int_0^{\pi/2} \sin^3(\theta) d\theta$$

$$W_r = 80\pi^2 (dl / \lambda)^2 I_{eff}^2$$

این قدرتی است که این آنتن بصورت تشعشع ، مصرف میکند، یا در واقع آن را تشعشع میکند.

۴-۱-۲- مقاومت تشعشی آنتن عنصر جریان Radiation Resistance

میتوانیم فرض کنیم که قدرت مصرف شده توسط آنتن ، در یک مقاومت (البته مقاومت تشعشی و نه تلفاتی)

مصرف شده است . پس از نظر مداری این آنتن بصورت یک مقاومت R_r ، این قدرت را مصرف کرده است . میتوانیم بنویسیم :

$$W_r = 80\pi^2 (dl / \lambda)^2 I_{eff}^2 = R_r I_{eff}^2$$

ویا

$$R_r = 80\pi^2 (dl / \lambda)^2 \approx 800 (dl / \lambda)^2$$

۵-۱-۲- مقاومت افتی آنتن عنصر جریان

اگر فرکانس به اندازه کافی بالا باشد، مقاومت سطحی سیم برابر با $R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$ بوده و مقاومت اکتیو آنتن با توجه به طول آن برابر با $R_l = R_s \frac{dl}{2\pi a}$ است. فرض آنست که بخاطر فرکانس بالا، جریان از سطح خارجی آنتن جاری میشود. مقدار σ برای آلومینیوم حدود 3.54×10^7 ، برای مس 5.8×10^7 ، برای طلا 4.1×10^7 ، برای نقره 6.14×10^7 و برای آهن 1×10^7 است. ملاحظه میشود که بهترین فلز نقره بوده و معمولا برای آنتن های خاص روی نقره را مقدار بسیار کمی آب طلا می نشانند تا از سیاه شدن آن جلوگیری شود.

۲-۱-۶- ضریب بهره آنتن

ضریب بهره آنتن بصورت زیر تعریف میشود.

$$\eta = \frac{R_r}{R_r + R_l}$$

در آنتن های خیلی کوتاه مقدار R_r خیلی کوچک بوده و ضریب بهره بسیار پائین است.

۲-۱-۷- دایرکتیویته آنتن (Directivity)

دایرکتیویته کمیتی است که در آن مقدار تشعشع یک آنتن در یک جهت مشخص، معمولا در جهت ماکزیمم، با یک آنتن فرضی همه جهته (*Isotropic*)، که دارای پرتو یکنواخت در تمام جهات است، مقایسه میشود. مقدار دایرکتیویته برای مقایسه دو آنتن با یکدیگر بکار میرود.

میدانیم که در مختصات کروی دیفرانسیل سطح برابر $ds = r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi$ بوده و کمیتی بنام زاویه فضائی با واحد استرادیان، تعریف میشود، بطوریکه اگر این کمیت در r^2 ضرب شود، سطح مقابل زاویه فضائی را بدهد. بنابراین عنصر دیفرانسیل زاویه فضائی، با توجه به رابطه دیفرانسیل سطح، برابر با

$$d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$$

است. به این ترتیب زاویه فضائی یک نقطه برابر

$$\Omega = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin(\theta) d\theta d\phi = 4\pi$$

استرادیان خواهد شد.

یک تعریف دیگر، شدت تشعشع Φ است. که برابر است با قدرت گذرنده از واحد زاویه فضائی. بنابراین برای یک آنتن

داریم:

$$W_r = \int \Phi d\Omega$$

اما دانسیته قدرت $P = \frac{E^2}{\eta}$ بوده و سطح مقابل واحد زاویه فضائی بنا به تعریف، برابر r^2 است و در نتیجه

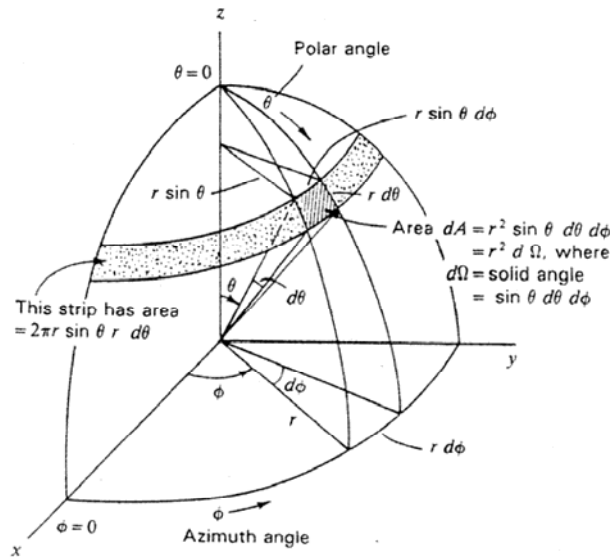
$$\Phi = r^2 P$$

و بالاخره، دایرکتیویته یک آنتن اینطور تعریف میشود، که برابر است شدت تشعشع آنتن در هر جهت معین، به شدت تشعشع آنتن ایزوتروپیک، درحالیکه قدرت تشعشی هر دو، مساوی باشد. اما شدت تشعشع آنتن ایزوتروپیک، که انرا با Φ_{av} نشان میدهیم برابر است با

$$\Phi_{av} = \frac{W_r}{4\pi}$$

و دایرکتیویته آنتن در یک جهت خاص برابر است با :

$$D(\theta_0, \phi_0) = \frac{\phi(\theta_0, \phi_0)}{\phi_{av}}$$



شکل ۲-۴

ویا

$$D(\theta_0, \phi_0) = \frac{4\pi\phi(\theta_0, \phi_0)}{W_r}$$

با استفاده از رابطه بالا، دایرکتیویته آنتن عنصر جریان در جهت ماکزیمم، برابر با

$$D_m = \frac{4\pi\phi_m}{W_r} = \frac{4\pi r^2 \left(\frac{60\pi I_{eff} dl}{\lambda} \frac{1}{r} \right)^2}{80\pi^2 (dl/\lambda)^2 I_{eff}^2}$$

ویا

$$D_m = 1.5 \Rightarrow 1.76dB$$

معمولا چون دایرکتیویته برای آنتن های با پرتو باریک بسیار زیاد است، مقدار آن را با دسی بل نشان میدهند.

$$D_{dB} = 10 \log(D)$$

۲-۱-۸- گین آنتن ها (Gain)

اکثر آنتن ها بعلت موادی که در ساخت آنها بکار رفته، از فلز ویا دی الکتریک، دارای افت هستند. یعنی کل قدرتی که به آنتن وارد میشود تشعشع نشده و قسمتی بصورت افت حرارتی، تلف میشود. بهمین خاطر برای آنتن ها کمیتی بنام گین تعریف میشود. رابطه گین همان رابطه دایرکتیویته است که فقط در مخرج کسر آن بجای قدرت تشعشعی W_r ، کل قدرت داده شده به آنتن $W_t = W_r + W_l$ قرار میگیرد:

$$D(\theta_0, \phi_0) = \frac{4\pi\phi(\theta_0, \phi_0)}{W_r}$$

$$G(\theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi\phi(\theta_0, \varphi_0)}{W_r + W_l}$$

با توجه به رابطه ضریب بهره آنتن ها، رابطه گین و دایرکتیویته به صورت زیر است

$$G = \eta D$$

مقدار گین نیز معمولاً بصورت دسی بل بیان میشود.

$$G_{dB} = 10\log(G)$$

در این جا بحث آنتن عنصر جریان را به پایان میبریم. آنتن عنصر جریان عملاً وجود ندارد، ولی هر آنتن بلند را میتوان متشکل از آنتن ها عنصر جریان کوچک گرفته و با انتگرال گیری از میدان آن، میدان آن آنتن را محاسبه کرد. یک حالت خاص، خطوط فشار قوی هستند، که چنانچه مولد، خط و بار تطبیق باشند، میتوانند بعنوان آنتن عنصر جریان در نظر گرفته شوند. البته بخاطر طول موج بلند، ۶۰۰۰ کیلومتری در این خطوط و بحث میدان نزدیک و همچنین وجود ۲ یا ۳ خط با فاصله کم از یکدیگر، با مجموعه برداری جریان صفر، تشعشع بسیار ناچیز است. بنابراین طول آنتن نسبت به طول موج آن سنجیده میشود. باند های معمول فرکانسی در زیر آمده است

LF	MW	HF(SW)	VHF	UHF	L	S	C	X	KU	K	Ka	MM
30-300	.3-3	3-30	30-300	.3-3	1-2	2-4	4-8	8-12	12-18	18-26	26-40	40-300
KHz			MHz			GHz						

۲-۲- آنتن سیمی با طول دلخواه- فرض توزیع جریان سینوسی

شکل عمومی و ساده آنتن ها، معمولاً بصورت دی پل (ویا مونوپل، که بعداً توضیح داده میشود) است، که از دوسیم با طول مساوی که از وسط تغذیه میشود، تشکیل شده است.

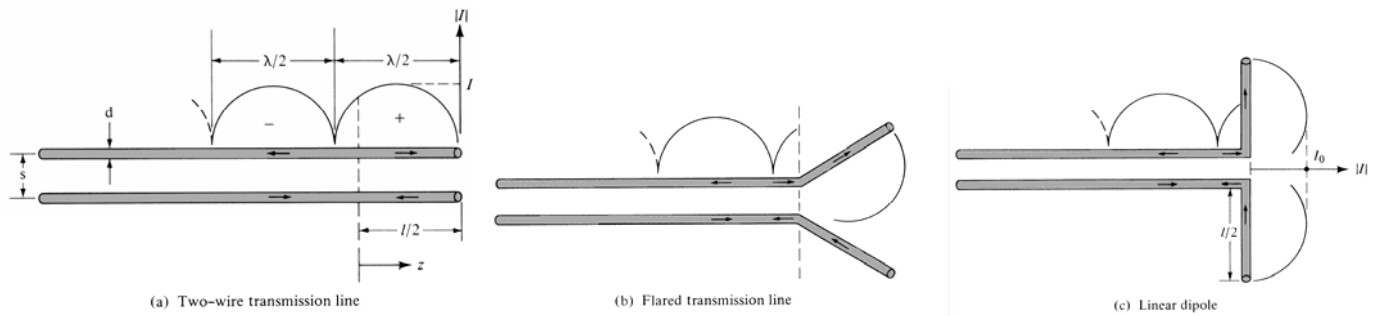


شکل ۲-۵

توزیع توزیع جریان دقیق، با حل معادلات ماکسول در شرایط حدی خاص هر آنتن، امکان پذیر است. و این کار برای آنتن دی پل استوانه ای، به سادگی انجام نمیشود.

یک راه ساده آن است که فرض کنیم یک آنتن دی پل، یک خط ارتباط با انتهای باز است که روی آن جریان ساکن ایجاد شده است. از تئوری خطوط ارتباط میدانیم که شکل توزیع جریان چنین خطی بصورت $I(z_1) = I_m \sin(\beta(H - z_1))$ است.

حال اگر دوسیم این خط را از یکدیگر باز کنیم تابصورت عمودی در آید، و فرض کنیم که توزیع جریان همچنان ثابت بماند، به آنتن با توزیع جریان سینوسی میرسیم.



شکل ۶-۲

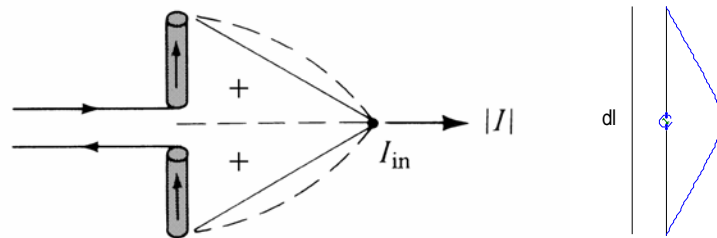
البته روشهای دقیق تعیین جریان نشان خواهد داد که این فرض برای آنتن های خیلی نازک و کوچک مناسب بوده و برای آنتن های ضخیم و یا بلند دارای خطا است.

این نوع آنتن ها را که دارای انتهای باز بوده و به ناچار در انتهای آنها صفر میشود، آنتن های با موج ساکن (بخاطر توزیع جریان) مینامند.

با توجه به اینکه دو سیم خط از هم باز شده اند ، شکل جریان در سیم بالائی بصورت $I(z_1) = I_m \sin(\beta(H - z_1))$ و در سیم پائینی بشکل $I(z_1) = I_m \sin(\beta(H + z_1))$ است.

مطابق معمول برای سادگی ، اول از آنتن دی پل کوتاه شروع میکنیم.

۱-۲-۲- Short dipole آنتن دی پل کوتاه



شکل ۷-۲

دراین حالت نیز فرض میکنیم که طول آنتن خیلی کوچک بوده $(dl \ll \lambda)$ بوده و توزیع جریان آنتن سینوسی است. میدانیم که در سینوس ، اگر مقدار قوس کوچک باشد ، مقدار سینوس برابر با خود قوس ، به رادیان خواهد بود $(\sin(x) = x \quad x \approx 0)$. بنابراین توزیع جریان آنتن دی پل کوتاه بصورت خطی بوده و شکل مثلث را خواهد داشت. و جریان در

سیمهای آنتن بصورت $I(z_1) = I_m (\beta(H \pm z_1))$ بوده ، و همچنین جریان ورودی آنتن بصورت $I(0_1) = I_m \beta H$ است. راه تحلیل این آنتن همانند آنتن عنصر جریان است ، با این تفاوت که توزیع جریان یکنواخت نیست و باید از رابطه زیر استفاده کرد.

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_{-dl/2}^{dl/2} I(z_1) dz_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I_0}{2} \frac{e^{-j\beta r}}{r} dl$$

با دقت به رابطه بالا ، متوجه میشویم که مقدار رابطه به سطح زیر منحنی جریان ، $\int_{-dl/2}^{dl/2} I(z_1) dz_1$ بستگی دارد . و این سطح برای آنتن دی پل کوتاه ، نصف آنتن عنصر جریان است . پس بدون اینکه به حل آن ادامه دهیم ، میدانیم که مقدار پتانسیل و در نتیجه میدانهای این آنتن ، نصف میدانهای آنتن عنصر جریان است. پس میدانهای دور آن بصورت زیر است.

$$E_{\theta} = \frac{j30\pi dl}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin(\theta) = E_o \sin(\theta)$$

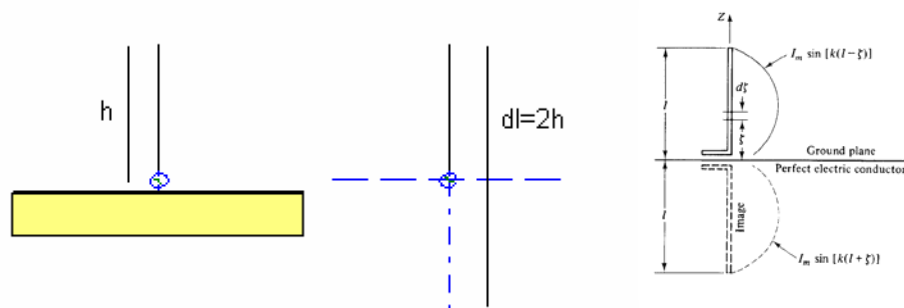
$$H_{\phi} = \frac{E_{\theta}}{\eta} = H_o \sin(\theta)$$

روابط بالا نشان میدهد که شکل پرتو آنتن ، همانند آنتن عنصر جریان است. چون میدانها نصف شده اند ، پس قدرت تشعشی به ۱:۴ مقاومت تشعشی آنتن عنصر جریان رسیده و بنابراین مقاومت تشعشی آن نیز بهمین صورت خواهد بود .

$$R_r = 200 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 = R_{rce} / 4$$

۲-۲-۲- آنتن مونوپل کوتاه Short monopole

اگر فقط سیم بالائی آنتن وجود داشته و بالای یک صفحه هادی کامل مسطح و با ابعاد بینهایت ، که اصطلاحاً صفحه زمین گفته میشود ، قرار گیرد ، این آنتن را مونوپل مینامیم . مابعداً خواهیم دید که مساله معادل آنتن مونوپل ، یک آنتن دی پل است ، با این تفاوت که میدانهای آنتن مونوپل فقط بالای صفحه زمین مقدار دارند. بنابراین میدانهای آنتن مونوپل با طول h ، برابر آنتن دی پل با طول $2h$ است.



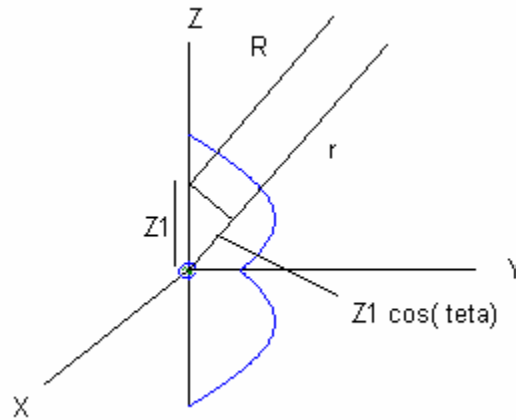
شکل ۲-۸

و چون میدانها فقط بالای صفحه زمین مقدار دارند، و قدرت تشعشی نصف قدرت دی پل کوتاه است ، پس مقاومت تشعشی هم نصف دی پل کوتاه بوده و برابر است با

$$R_r = 200 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 = 400 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2$$

۲-۳- آنتن دی پل بلند با فرض جریان ساکن سینوسی

در این حالت باید در رابطه انتگرال برای پتانسیل، توزیع جریان را سینوسی $I(z_1) = I_m(\beta(H \pm z_1))$ فرض کرده و مقدار R برای میدان دور در صورت و مخرج معین شود.



شکل ۲-۹

در نما مقدار $R = r - Z_1 \cos(\theta)$ گرفته شده و در مخرج برابر با R قرار داده میشود. به این ترتیب، خواهیم داشت:

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_{-d/2}^{d/2} I(z_1) e^{j\beta z_1 \cos(\theta)} dz_1$$

که مقدار این انتگرال برابر است با:

$$A_z = \frac{60I_m}{\omega} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \left[\frac{\cos(\beta H \cos(\theta)) - \cos(\beta H)}{\sin(\theta)^2} \right]$$

مقدار میدان های دور آنتن با توجه به اینکه $E_\theta = -j\omega A_\theta$ و هم چنین $A_\theta = -A_z \sin(\theta)$ ، برابر است با

$$E_\theta = j60I_m \frac{e^{-j\beta r}}{r} \left[\frac{\cos(\beta H \cos(\theta)) - \cos(\beta H)}{\sin(\theta)} \right]$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta}$$

۲-۳-۱- حالت خاص: دی پل $\lambda/2$ (دی پل رزنانس)

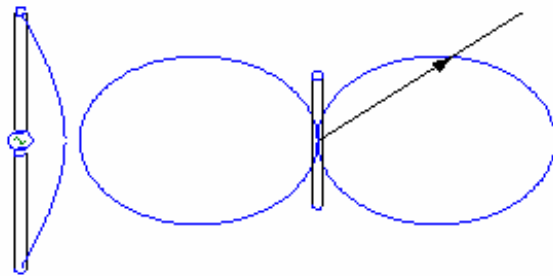
درحالتیکه $H = \lambda/4$ باشد وضع جالبی پیش می آید. بعدا خواهیم دید که برای این حالت امپدانس آنتن فقط قسمت مقاومتی (مقاومت تشعشعی) داشته و فاقد مولفه راکتیو است، که امتیاز بزرگی برای کار تطبیق امپدانس آنتن است. با توجه به طول آنتن میدان بصورت زیر در خواهد آمد.

$$E_\theta = j60I_m \frac{e^{-j\beta r}}{r} \left[\frac{\cos(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right] = E_o \left[\frac{\cos(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right]$$

ضمنا همانطور که بعدا خواهیم دید، فرض جریان سینوسی برای این حالت بسیار مناسب است

۲-۱-۳-۱- پرتو آنتن دی پل $\lambda/2$

این پرتو مطابق شکل زیر است ، که ملاحظه میشود نسبت به پرتو آنتن های کوچک ، کمی جمع تر شده و بشکل بیضی در آمده است.



شکل ۲-۱۰

۲-۱-۳-۲- مقاومت تشعشی

برای این کار ، مانند قبل باید کل قدرت تشعشی را حساب کنیم

$$W_r = \oint P_{rav} ds = \oint P_{rav} r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi = \frac{\eta I_{meff}^2}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)} d\theta$$

این انتگرال بسادگی قابل انجام نیست و قابل تبدیل به مجموعه انتگرالهای *Sine* و *Cosine* با شکلهای زیر است

$$Ci(x) = \int_x^{\infty} \frac{\cos(v)}{v} dv$$

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin(v)}{v} dv$$

$$S1(x) = \int_0^x \frac{(1 - \cos(v))}{v} dv$$

$$Ci(x) = \ln(x) + C - S1(x)$$

که $C = 0.5772157$ ثابت اولر است. انتگرالهای بالا را میتوان از جداول و یا منحنی ها و همچنین روابط نرم افزاری بدست آورد. در شکل های زیر منحنی این تابع ها دیده میشوند. با کاربرد مقدار این انتگرال در رابطه قدرت تشعشی ، خواهیم داشت:

$$W_r = \frac{.609 \eta I_{meff}^2}{\pi} = 73 I_{meff}^2$$

و بنابراین ، مقاومت تشعشع آنتن نصف طول موج برابر $R_r = 73 \Omega$ است . این مقدار برای آنتن مونوپل ربع طول موج برابر با ۳۶,۵ اهم خواهد بود

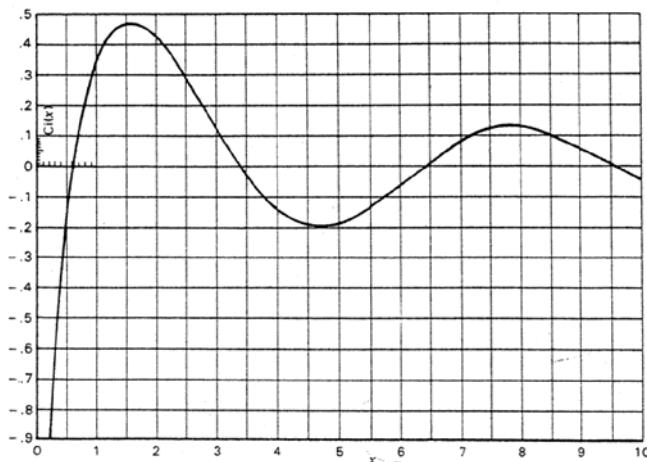


Figure 5-12a Cosine integral.

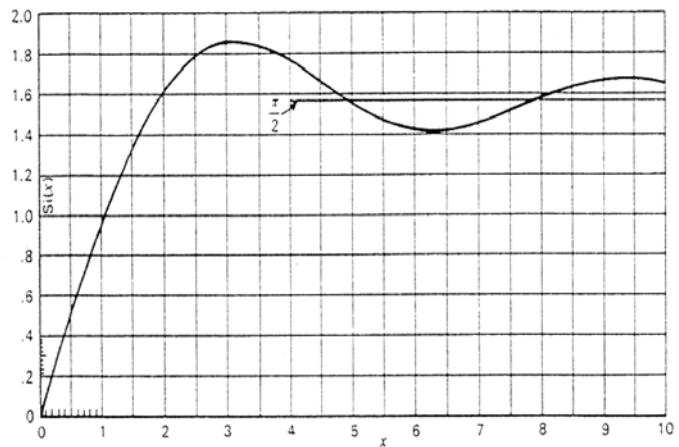


Figure 5-12b Sine integral.

شکل ۲-۱۱

۳-۱-۳-۲- دایرکتیویته آنتن دی پل $\lambda/2$

در اینحالت با توجه به رابطه دایرکتیویته داریم

$$D_m = \frac{4\pi\phi_m}{W_r} = \frac{4\pi r^2 \left[\frac{60I_{meff}}{\lambda} \frac{1}{r} \frac{\cos(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right]^2}{73I_{meff}^2}$$

که برای حالت ماکزیمم، یعنی در $\theta = \pi/2$ خواهیم داشت:

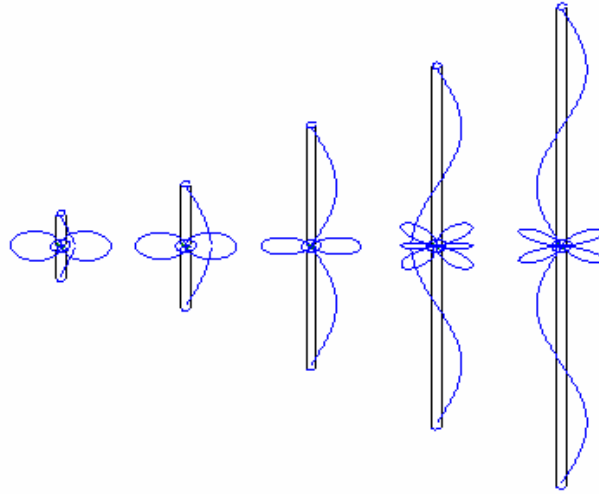
$$D_m = \frac{4\pi\phi_m}{W_r} = \frac{4\pi r^2 \left[\frac{60I_{meff}}{\lambda} \frac{1}{r} \right]^2}{73I_{meff}^2} = 1.64 = 2.15dB$$

ملاحظه میشود که این آنتن بلند نسبت به کوچکترین آنتن، یعنی عنصر جریان تفاوت دایرکتیویته چندانی ندارد و موضوع مهم در بهتر بودن آن امیدانس آنتن است. البته باید در نظر داشت که این امیدانس خوب، در اثر طول زیاد حاصل شده است، که همیشه قابل کاربرد نیست.

۴-۲- حالت کلی آنتن دی پل با طول دلخواه با جریان سینوسی

میدانیم که فرض توزیع جریان سینوسی برای آنتن تقریبی است. در شکل زیر این توزیع برای طولهای مختلف نشان داده شده است. اساس تعیین این توزیع، همان خط انتقال باز، با صفرشدن جریان در انتهای آنتن و جریان مساوی در ورودی دی پلها است [۲۱].

با دقت در شکلهای زیر، مشاهده میشود که برای حالتی که طول آنتن مضاربی از λ باشد، جریان در نقطه تغذیه صفر شده، و بنابراین مقاومت تشعشی آنتن بینهایت خواهد شد. محاسبات توزیع جریان آنتن با روشهای دقیق و هم چنین اندازه گیریها نشان میدهد که این موضوع صحیح نیست و امیدانس آنتن در این طولها، گرچه زیاد است، ولی بهر حال محدود است



شکل ۲-۱۲

. بنابراین باید توزیع جریان در محل تغذیه و در نتیجه امپدانس، برای این حالات با استفاده از روشهای تعیین دقیق توزیع جریان، که بعداً گفته خواهد شد، تعیین شود. البته اختلاف توزیع جریان نسبت به سینوسی بسیار جزئی بوده و فقط در نقطه تغذیه، مساله مهم است.

۲-۴-۱- مقاومت تشعشی

با استفاده از انتگرالهای $Sine$ و $Cosine$ ، مقاومت تشعشی آنتن با طول L از رابطه زیر بدست میآید.

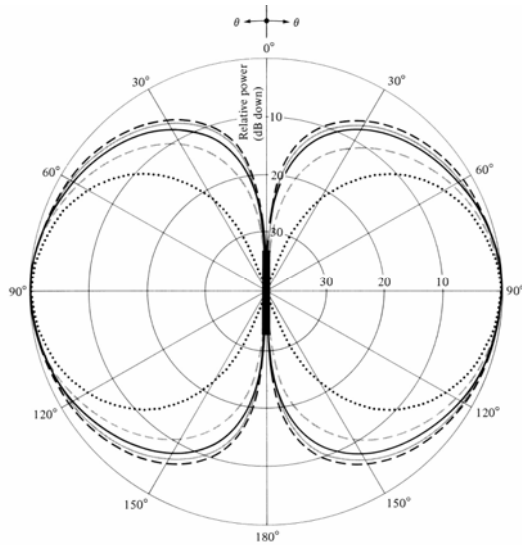
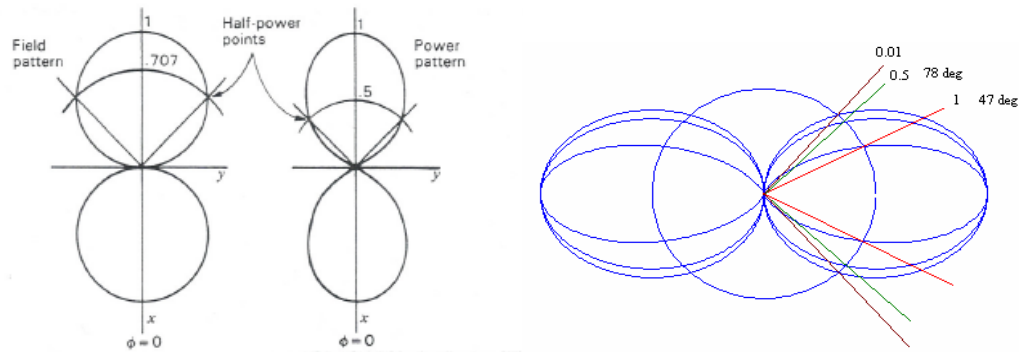
$$R_r = \frac{\eta}{4\pi} \{ C + \ln(\beta L) - Ci(\beta L) + 1/2 \sin(\beta L/2) [Si(2\beta L) - 2Si(\beta L) + 1/2 \cos(\beta L) [C + \ln(\beta L/2) + Ci(2\beta L) - 2Ci(\beta L)]] \}$$

۲-۴-۲- پرتو آنتن دی پل بلند

همانطور که در شکل بالا نشان داده شده است، هر چه طول آنتن بلندتر باشد، پرتو جمع شده و از حالت دایره بودن، برای آنتن خیلی کوچک، خارج شده و بشکل بیضی کشیده نزدیک تر میشود. این تغییرات تا وقتی که طول آنتن به $L = \lambda$ برسد، ادامه داشته ولی بعد از آن یک تغییر جدید ایجاد شده و در پرتو لوب $Lobe$ یا گلبرگ اضافی بوجود میآید. قابل ذکر است که پرتو آنتن ها با تغذیه متقارن، با فرض جریان سینوسی، مطابقت خوبی با جریان دقیق داشته و مورد استفاده است. و جریان دقیق بیشتر برای تعیین جریان در ورودی آنتن و به منظور تعیین دقیق تر امپدانس مورد نظر است.

۲-۴-۳- عرض لوب $Beam\ width(BW)$ و عرض لوب نصف قدرت $(HPBW)$

در بررسی پرتو آنتن ها، زاویه بین دو صفر $(Null)$ در برگیرنده یک لوب را عرض لوب آن میگویند. عرض لوب بیان کننده میزان تیزی یک لوب است. در شکل زیر مشاهده میشود که عرض لوب آنتن های با طول $\lambda/2$ و λ ، هردو، برابر 180° درجه است. در صورتیکه در واقع لوب آنتن بلندتر، باریکتر است.



-----	$l = \lambda/50$	$l = \lambda/50$	3-dB beamwidth = 90°
.....	$l = \lambda/4$	$l = \lambda/4$	3-dB beamwidth = 87°
————	$l = \lambda/2$	$l = \lambda/2$	3-dB beamwidth = 78°
- - - - -	$l = 3\lambda/4$	$l = 3\lambda/4$	3-dB beamwidth = 64°
.....	$l = \lambda$	$l = \lambda$	3-dB beamwidth = 47.8°

شکل ۲-۱۳

بنابراین این کمیت نمیتواند مشخص کننده خوبی باشد. برای رفع این اشکال ، زاویه ای را که در آن مقدار قدرت نسبت به نقطه ماگزیمم ، نصف میشود (ویا میدان 7. شده و یا افت 3dB میشود، که همه معادل هستند) را ملاک سنجش قرارداده و آن را عرض لوب نصف قدرت مینامند. در شکل بالا این مقدار برای چندین آنتن با مقیاس لگاریتمی نشان داده شده و نشان میدهد که این مقدار برای دو آنتن بیان شده متفاوت بوده و بیانگر باریک بودن یکی نسبت به دیگری است. ضمناً در شکل زیر دایرکتیویته آنتن های دی پل بلند نشان داده شده است [۲۲].

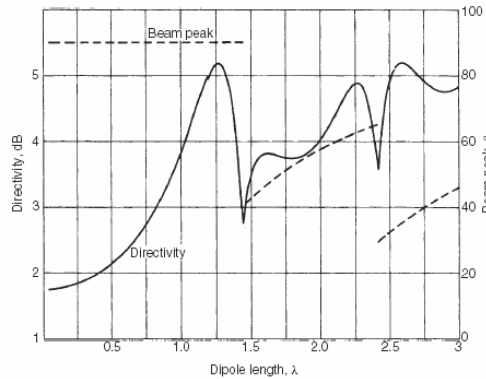
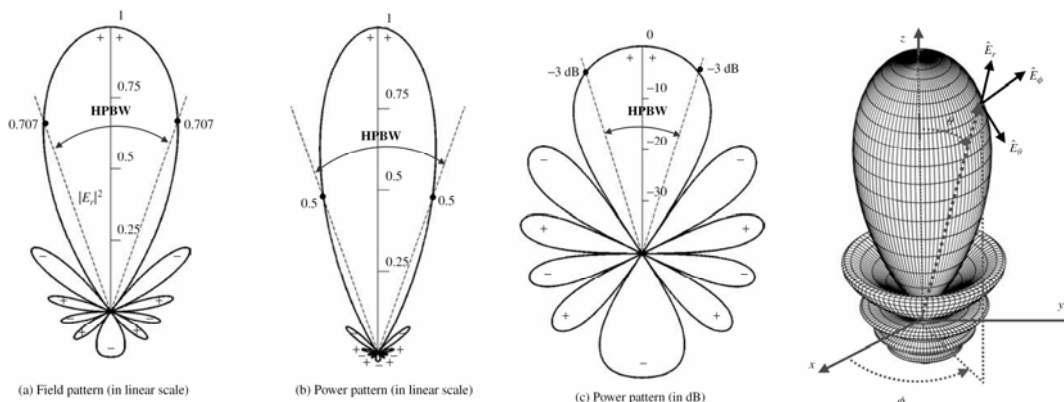


FIGURE 5-3 Dipole (slot) directivity and beam peak versus length.

شکل ۲-۱۴

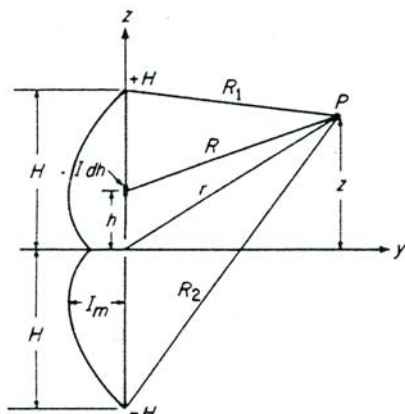
پرتو آنتن ها را میتوان بر حسب میدان، قدرت(میدان به توان دو) و یا لگاریتمی(۲۰ برابر لگاریتم میدان و یا ۱۰ برابر لگاریتم قدرت) و یا بصورت سه بعدی، رسم کرد. در شکل زیر پرتو یک آنتن با مقیاس های مختلف نشان داده شده است.



شکل ۱۵-۲

۲-۴-۵- میدانهای نزدیک آنتن دی پل بلند $Near\ fields$ [۷]

اگر هدف بررسی ویا کاربرد نقطه یا ساختاری در نزدیکی آنتن باشد، باید همه میدانهای آنتن در نظر گرفته شود.



شکل ۱۶-۲

با توجه به شکل بالا میتوان نوشت :

$$R = \sqrt{(z-h)^2 + y^2}$$

$$R_1 = \sqrt{(z-H)^2 + y^2}$$

$$R_2 = \sqrt{(z+H)^2 + y^2}$$

$$r = \sqrt{z^2 + y^2}$$

برای بدست آوردن میدانهای کل مطابق با روش معمول مقدار A را از معادله انتگرال مربوطه با توجه به توزیع جریان و کاربرد

مقادیر R, r از روابط بالا حساب کرده و سپس میدان الکتریکی را از رابطه $E = -j\omega A + \frac{\nabla \nabla \cdot A}{j\omega \mu \epsilon}$ حساب میکنیم. روابط زیر

نتیجه محاسبات میدان نزدیک است:

$$E_z = -j30I_m \left(\frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} + \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - 2\cos(\beta H) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \right)$$

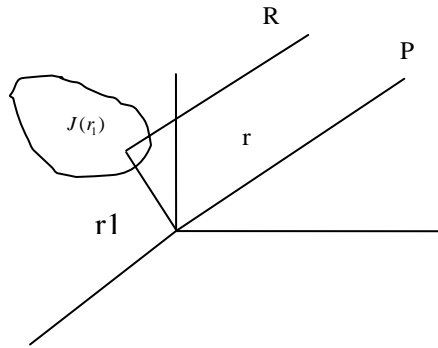
$$E_y = j30I_m \left(\frac{z-H}{y} \frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} + \frac{z+H}{y} \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - 2\frac{z}{y} \cos(\beta H) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \right)$$

$$H_\phi = \frac{j30I_m}{\eta y} (e^{-j\beta R_1} + e^{-j\beta R_2} - 2\cos(\beta H)e^{-j\beta r})$$

این میدانها بیشتر برای محاسبه امپدانس و هم چنین اثر متقابل آنتن ها و یا شرایط حدی مختلف ، که نزدیک آنتن قراردارند بکار میروند.

۲-۴-۶- تقریبات میدان دور (Far field approx.) [۷]

در تحلیل یک آنتن ، ابتدا مقدار A تعیین شده و سپس میدان حساب میشود. اگر فقط منظور میدان دور آنتن باشد ، میتوان از یک دستور کلی ، که مستقیما میدانهای دور را میدهد ، استفاده کرد.



شکل ۲-۱۷

مطابق شکل بالا برای میدان دور ، در نما میتوان نوشت:

$$R = r - \hat{r}_1 \cdot \hat{r}$$

با این فرض مقدار پتانسیل برداری برابر مقدار زیر میشود

$$A(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int J(r_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dv_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int J(r_1) e^{-j\beta(\hat{r}_1 \cdot \hat{r})} dv_1$$

مقدار انتگرال بالا، فقط تابعی از θ و ϕ است که آن را با

$$f(\theta, \phi) = \hat{\theta} f_\theta + \hat{\phi} f_\phi + \hat{r} f_r$$

نشان میدهیم ، بطوریکه

$$A(r) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} f(\theta, \phi)$$

اگر این مولفه ها در روابط $H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A$ و $E = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times H$ ، بگذاریم ، میدانها دور بصورت زیر معین میشوند.

$$H = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} (\hat{\theta} f_\phi - \hat{\phi} f_\theta)$$

$$E = -j\beta \eta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} (\hat{\theta} f_\theta + \hat{\phi} f_\phi)$$

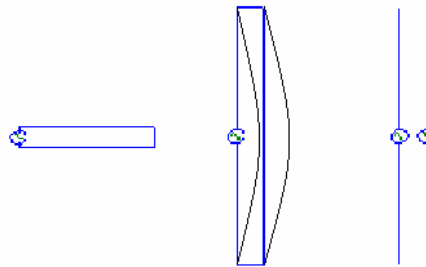
در بدست آوردن روابط بالا ، عبارات متناسب با $\frac{1}{r^2}$ و $\frac{1}{r^3}$ حذف شده اند.

۲-۵-۱] Folded dipole تا شده [۱]

در آنتن هائی که دارای مقاومت تشعشی کم هستند ، برای قدرت بالا ، باید جریان آنتن را زیاد کرد. افزایش جریان نیز باعث افت در کل سازه فرستنده ، خط ارتباط و خود آنتن خواهد شد. آنتن دی پل تا شده دارای مقاومت تشعشی بالائی است و بهمین خاطر مورد توجه قرار گرفته است.

۲-۵-۱-۱- حالت خاص ، دی پل تا شده $\lambda/2$

این آنتن مطابق شکل زیر بوده و طول هر سیم $\lambda/2$ و فاصله آنها بسیار کم در نظر گرفته میشود. در اینجا برای تحلیل این آنتن ، میتوانیم آن را خطی که طولش نصف طول موج بوده و انتهای آن اتصال کوتاه شده ، بگیریم، که مثل حالت آنتن ، از هم باز شده و بصورت دی پل تا شده در آمده است.

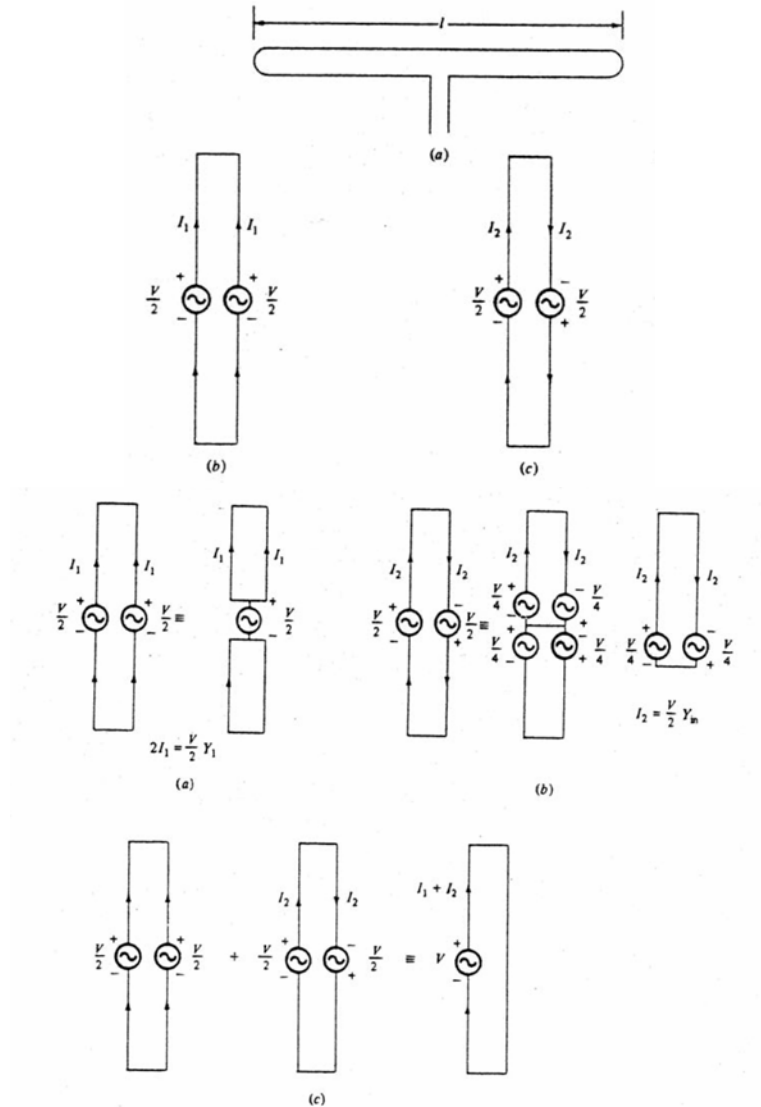


شکل ۲-۱۸

شکل معادل ، نشان میدهد که دی پل تا شده مانند دو آنتن دی پل معمولی با جریان ورودی آنتن، عمل میکند، که تقریباً روی هم قرار گرفته اند. بنابراین میدان آن دوبرابر آنتن دی پل بوده و قدرت تشعشی آن چهار برابر میشود که در نتیجه مقاومت تشعشی آن نیز چهار برابر ، یعنی حدود $R_r = 73 * 4 \approx 300 \Omega$ اهم میشود. این امتیاز که بسادگی برای این آنتن بوجود آمده بسیار مورد توجه قرار گرفته و در اکثر آنتن های تلویزیونی یاگی (که بعداً توضیح داده خواهد شد) مورد استفاده است.

۲-۵-۲- حالت عمومی - با طول دلخواه

در این حالت میتوانیم آنتن را مجموع دو حالت با تحریک زوج و فرد بدانیم. در حالت زوج ، جریان هر دو سیم بطرف بالا بوده و سازه بصورت یک آنتن عمل میکند. و در حالت فرد جریانهها مخالف یکدیگرند و بصورت یک خط انتقال اتصال کوتاه شده کار میکند.



شکل ۲-۱۹

منبع متصل شده به آنتن، امپدانس آنتن یعنی Z_d را دیده و بنابر این جریان گذرنده از آن برابر $I_1 = 1/2 \frac{V/2}{Z_d}$ است. منبع متصل به خط انتقال نیز امپدانس یک خط اتصال کوتاه شده با طول H را دیده و بنابراین جریان گذرنده از آن $I_2 = \frac{V/2}{Z_t}$ است. اما جریان ورودی آنتن، برابر مجموع این دو جریان بوده و برابر

$$I_{in} = I_1 + I_2 = V/2 \left(\frac{1}{Z_t} + \frac{1}{2Z_d} \right) = V \frac{2Z_d + Z_t}{4Z_d Z_t}$$

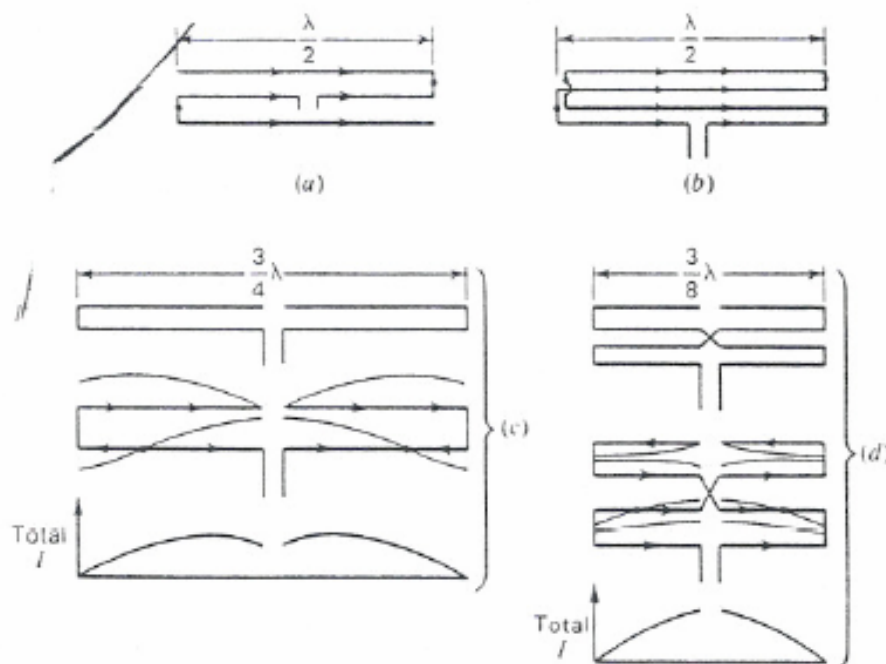
است. و در نتیجه امپدانس آنتن برابر

$$Z_{in} = \frac{V}{I_{in}} = \left(\frac{4Z_d Z_t}{2Z_d + Z_t} \right)$$

خواهد بود. ضمناً برای $H = \lambda/4$ مقدار برابر $Z_t = \infty$ شده و بنابراین مقدار امپدانس برابر $Z_{in} = 4Z_d \approx 300\Omega$ میشود، که این همان حالت خاص است [پ۴].

۲-۵-۳- انواع دیگر آنتن های دی پل تا شده [۴]

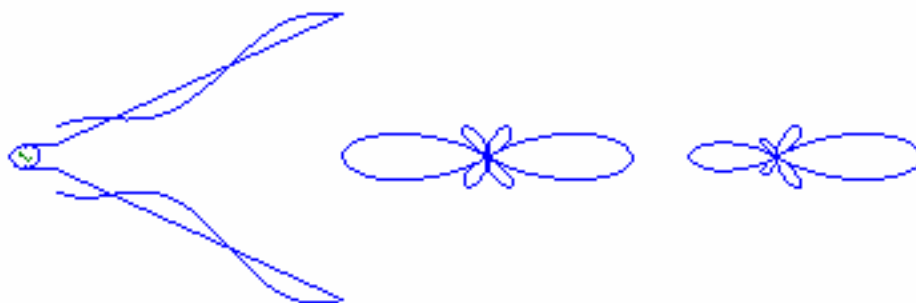
آنتن دی پل تا شده دارای انواع مختلف دیگری نیز هست که امپدانسهای متفاوتی را از خود نشان میدهند. در شکل زیر چند نوع آن نشان داده شده است.



شکل ۲-۲۰

۲-۶- آنتن دی پل ۷ شکل با موج ساکن [۶]

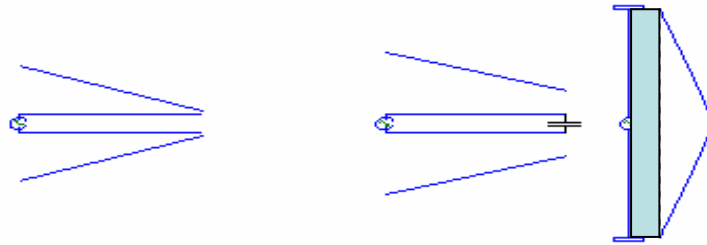
این آنتن با خم کردن پلهای آنتن دی پل ساخته میشود. خم کردن سیمها باعث بهبود گین و پرتو میشود. تحلیل ساده این آنتن نشان میدهد که پرتو در جلو و عقب آنتن یکسان است. ولی تحلیل دقیق آن (با روش ممان یا مشابه [پ۴]) بیانگر آن است که لوب آنتن در قسمت جلو چند دسی بل بهبود مییابد.



شکل ۲-۲۱

۷-۲-آنتن با کلاهک (Top loaded ant.) [۸]

میدانیم که میدان آنتن کوچک ، با سطح زیر منحنی جریان در آنتن بستگی دارد. و دیدیم که در مورد دی پل کوچک ، این سطح نصف سطح زیر منحنی عنصر جریان است. واضح است که با افزودن طول آنتن سطح زیر منحنی جریان افزایش مییابد. ولی افزودن طول اکثرا ، باعث نیاز به ساختارهای مکانیکی و ساختمانی پر هزینه داشته که این برای آنتن های متحرک و نصب اضطراری امکان پذیر نیست. با افزودن کلاهک به انتهای آنتن میتوان این سطح را افزایش داده و خصوصیات آنتن ، بخصوص از نظر امپدانس را تا حدودی اصلاح کرد. با در نظر گرفتن آنتن بعنوان یک خط انتقال باز شده ، وجود کلاهک مانند افزودن بار به انتهای خط انتقال است ، که باعث میشود جریان در انتها صفر نشده و بنابراین سطح زیر منحنی جریان زیاد شود. شکل زیر این موضوع را نشان میدهد.



شکل ۲-۲۲

اگر در شکل ، طول قسمت های کلاهک l_1 و طول آنتن دی پل l باشد ، توزیع جریان به سادگی بصورت زیر شده

$$I(x) = I_0 \left(1 - \frac{|x|}{l/2 + l_1} \right) \quad |x| \leq \frac{l}{2}$$

و سطح زیر منحنی آن برابر با

$$2I_0 \int_0^{l/2} \left(1 - \frac{x}{l/2 + l_1} \right) dx = \frac{4l_1 + l}{2} \frac{I_0}{2l_1 + l}$$

است. در مقایسه با آنتن بدون کلاهک ، که سطح زیر منحنی آن برابر با $I_0 l / 2$ است ، این سطح به اندازه $(4l_1 + l) / (2l_1 + l)$ افزایش می یابد. مثلا اگر $l_1 = l / 2$ باشد ، مقاومت تشعشعی $1,78$ برابر خواهد شد [پ ۴]. بار انتهائی ، میتواند بصورت های زیر ایجاد شود

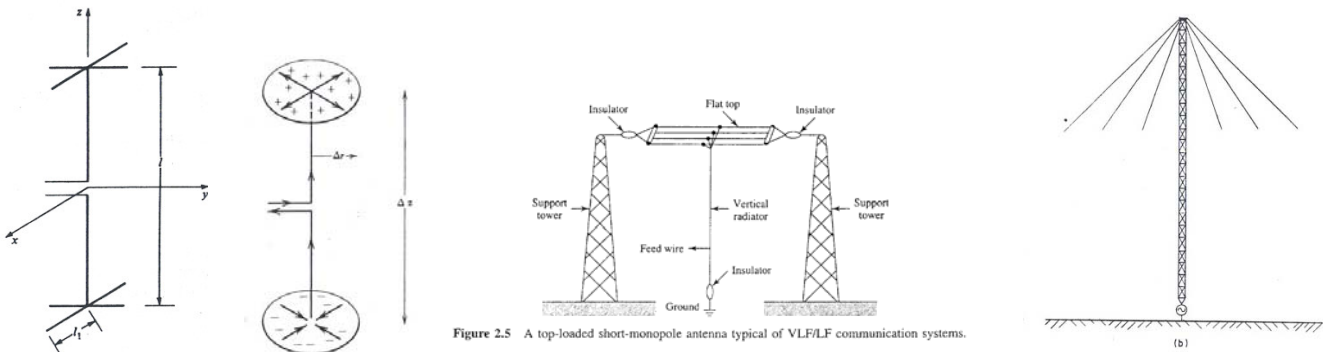


Figure 2.5 A top-loaded short-monopole antenna typical of VLF/ELF communication systems.

شکل ۲-۲۳

در شکل زیر مقاومت تشعشعی این نوع آنتن نشان داده شده است [۸].

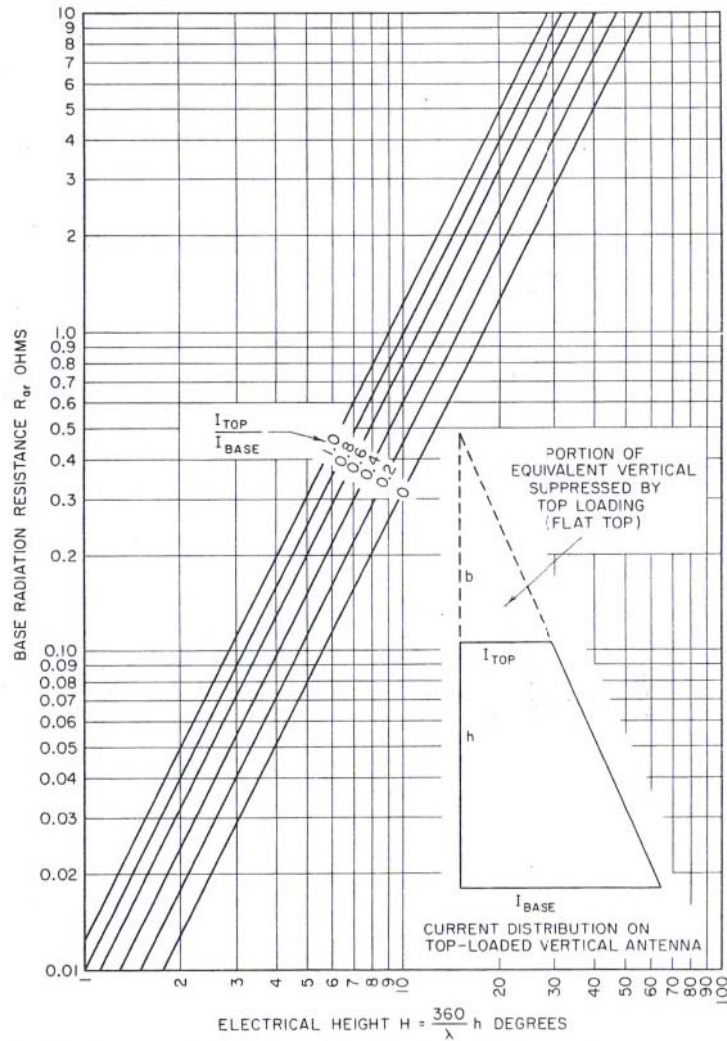
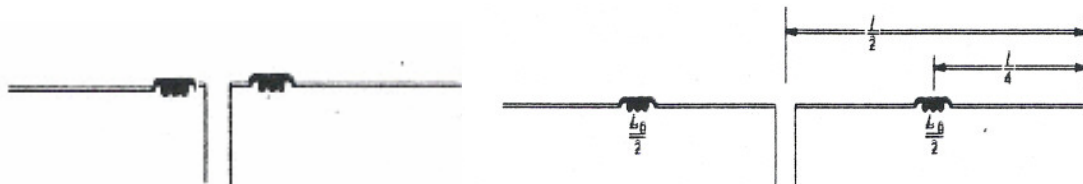


FIG. 24-3 Theoretical radiation resistance of vertical antenna for assumed linear current distribution. (After Ref. 3.)

شکل ۲-۲۴

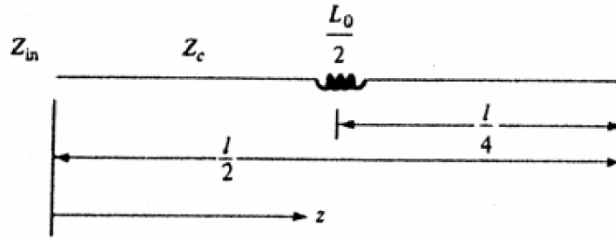
۲-۸- تنظیم راکتانس آنتن های کوتاه [۱]

بعدا خواهیم دید که آنتن های کوتاه دارای راکتانس خازنی بسیار زیادی هستند. برای تطبیق امپدانس آنتن با خط جبران این خازن ، با بکارگیری سلف هائی در ورودی و یا میانه آنتن انجام میشود. البته بکار بردن این سلف ها باعث افزایش افت هم خواهد شد. در شکل زیر روش بکارگیری این سلف و هم چنین مدار معادل خط انتقال آن را می بینید.



شکل ۲-۲۵

با انتقال این کویل به میانه سیم های دی پل ، میتوان توزیع جریان را نیز بهبود بخشید. مدار معادل خط ارتباط این آنتن بصورت زیر است



شکل ۲-۲۶

برای محاسبه راکتانس دیده شده در ورودی آنتن، ابتدا امپدانس دیده شده در قبل از سلف (از انتهای خط باز) را که برابر با $-jZ_c [\cot(\beta l / 4)]$ است در نظر میگیریم. این امپدانس پس از سلف به مقدار $j\omega L_0 - jZ_c [\cot(\beta l / 4)]$ تبدیل شده و با توجه به رابطه امپدانس ورودی خط، مقدار امپدانس در ابتدای خط (ورودی آنتن) برابر با

$$Z_{in} = Z_c \frac{-jZ_c [\cot(\beta l / 4)] + j\omega L_0 + jZ_c [\tan(\beta l / 4)]}{Z_c + [j\omega L_0 - jZ_c [\cot(\beta l / 4)]]j \tan(\beta l / 2)}$$

خواهد شد.

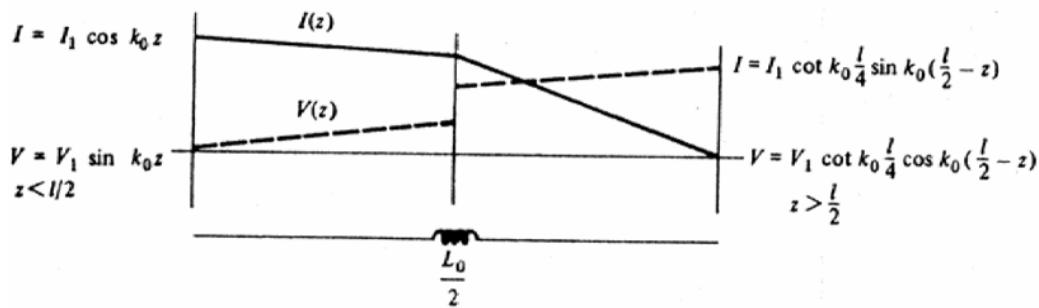
همانطور که مشاهده میشود این امپدانس فقط راکتیو است زیرا خط بدون افت در نظر گرفته شده و از تشعشع نیز صرفنظر شده است. پس برای اینکه این راکتانس صفر شود، باید صورت آن صفر شده که در اینصورت مقدار سلف از رابطه زیر بدست میآید.

$$\omega L_0 = Z_c [\cot(\beta l / 4) - \tan(\beta l / 4)]$$

Z_c امپدانس مشخصه خط معادل آنتن است.

با استفاده از روابط ولتاژ و جریان خط، بسادگی میتوان نشان داد که توزیع جریان نیز مطابق شکل بالا بهبود

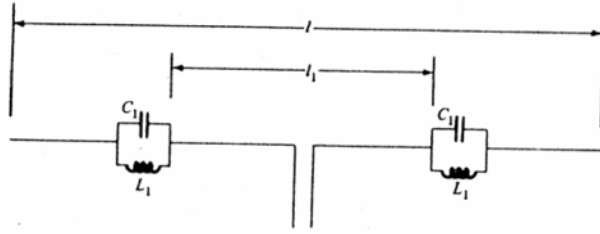
محسوسی یافته و بنابراین مقاومت تشعشعی آنتن نیز بهتر میشود [۴].



شکل ۲-۲۷

۲-۹-آنتن های دو بانده Dual band ant. [۸]

برای اینکه از یک فرستنده و یا گیرنده برای دو فرکانس مشخص، بدون تعویض آنتن استفاده شود، از آنتن های دو بانده استفاده میشود. برای اینکار در محل مناسب دی پل فرکانس پائینتر، یک مدار رزناس فرکانس بالاتر را قرار میدهند. بنابراین وقتی آنتن در فرکانس پائین کار میکند مدار رزناس سلف آن اتصال کوتاه بوده و طول آنتن l است و وقتی فرکانس زیاد میشود مدار رزناس اتصال باز شده و طول آنتن به l_1 تغییر میکند.



شکل ۲-۲۸

۲-۱۰- آنتن موج متحرک (Travelling wave antenna) [۶]

تابحال آنتن را حالت باز شده یک خط اتصال باز (یا کوتاه) میدانستیم که یک جریان ساکن روی آن بوجود آمده و بر آن اساس آنرا تحلیل میکردیم

اگر خطی به امیدانس مشخصه خود ختم شود، جریان روی خط، شکل موج متحرک را دارد. برای شروع تحلیل، فرض میکنیم که سیمی بطول دارای جریان با موج متحرک باشد. بعدا خواهیم دید که چگونه میتوان آنتن با جریان متحرک را ساخت.

روش تحلیل مانند حالت قبل بوده و فقط توزیع جریان بصورت $I(z_1) = I_m e^{-j\beta z_1}$ است. پس میتوان نوشت:

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_z(z_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz_1 = \frac{\mu I_m}{4\pi r} e^{-j\beta r} \int_{-L/2}^{L/2} e^{-j\beta z_1} e^{-j\beta z_1 \cos(\theta)} dz_1$$

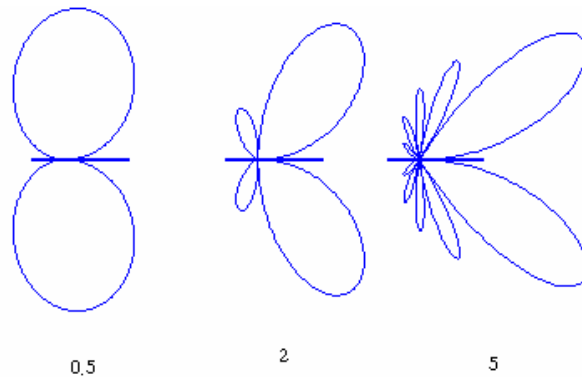
جواب این انتگرال بسادگی، بصورت زیر است:

$$A_z(r) = \frac{\mu I_m}{4\pi r} \frac{e^{-j\beta r} \sin[\beta L / 2(1 - \cos(\theta))]}{\beta L / 2(1 - \cos(\theta))}$$

میدان الکتریکی دور آن با توجه به این که $A_\theta = -A_z \sin(\theta)$ و $E_\theta = -j\omega A_\theta$ است، بصورت زیر خواهد بود.

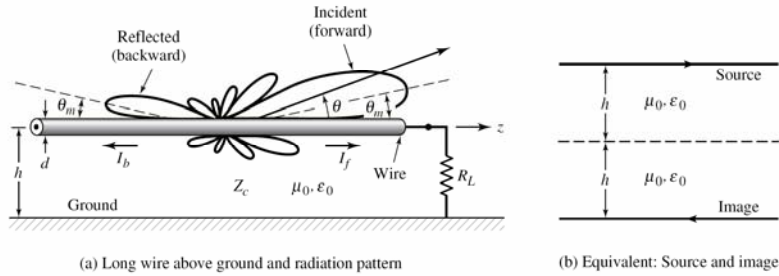
$$E_\theta = \frac{j\mu I_m}{4\pi r} e^{-j\beta r} \sin(\theta) \left[\frac{\sin(\beta L / 2(1 - \cos(\theta)))}{\beta L / 2(1 - \cos(\theta))} \right]$$

پرتو چنین آنتنی بشکل زیر بوده، و هرچه طول آن بزرگتر باشد، لوب اصلی آن به محور آنتن نزدیکتر شده و تعداد لوبهای فرعی زیادتر میشود [۲۱].



شکل ۲-۲۹

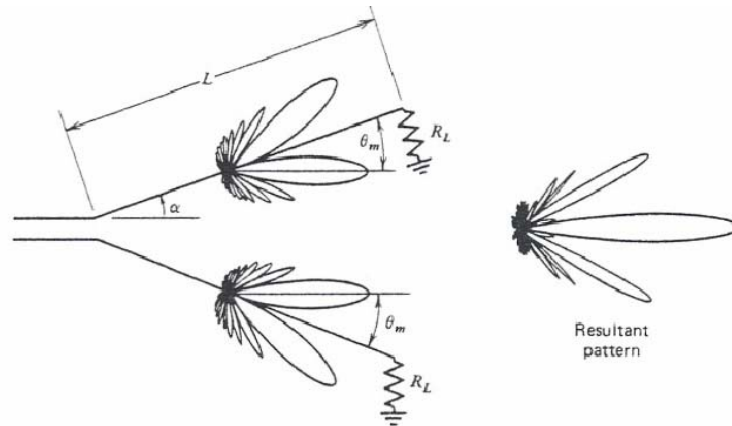
یک خط انتقال تطبیق شده، مانند یک آنتن موج متحرک عمل میکند.



شکل ۲-۳۰

۲-۱۰-۱- روشهای بکار بری آنتن های با موج متحرک [۳,۶,۱,۴]

روشهای مختلفی برای ایجاد موج متحرک روی سیم ، یعنی آنتن موج متحرک بکار میرود. یکی از انواع این آنتن ها ، آنتن V شکل است . در فرکانسهای موج کوتاه ، این آنتن معمولا بالای زمین قرار گرفته و بموازات و یا کمی زاویه دار ، با دکل های نگهدارنده نصب میشود. بارهای مناسب اهمی به انتهای دوسر سیمهای آن وصل میشوند تا موج متحرک ایجاد شود. اگر زاویه و طول آنتن مناسب اختیار شود، این آنتن پرتوی با دایرکتیویته خوب در جلو دارد. یک مقدار مناسب برای زاویه α ، براساس زاویه لوب اصلی هریک از سیمها با محور آن ، مقدار $\alpha = 0.8\theta_m$ است. برای $\theta_m = 20^\circ$ ، $L = 6\lambda$ مقدار $\alpha = 16^\circ$ میشود.



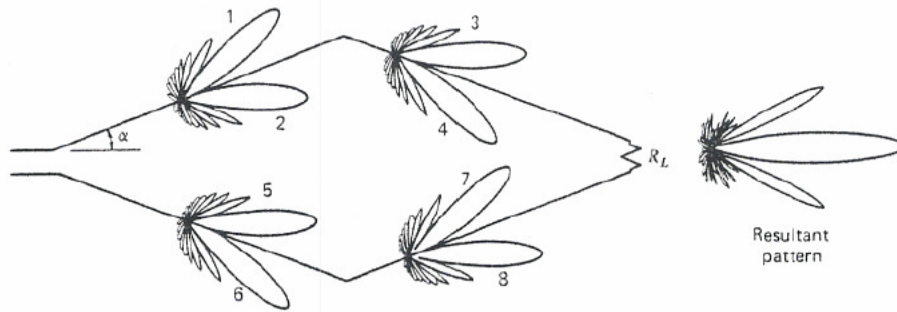
شکل ۲-۳۱

یک نوع دیگر از آنتن موج متحرک ، آنتن لوزی یا رومبیک (Rhombic) است ، که در واقع مانند دو آنتن V شکل متصل به هم است و بار در انتهای یکی از راسهای لوزی متصل شده است. در این مورد نیز باید طول و زاویه بطور مناسب انتخاب شود تا پرتو هر ۴ بازو در جلو بصورت هم جهت و هم فاز ، با هم جمع شده و گین مناسبی را ارائه کنند. در موج کوتاه ، چون فاصله نسبت به زمین هم مطرح است ، بنابراین این باید در نظر گرفته شود. معمولا اثر زمین (همان طور که بعدا در مورد آن بحث خواهد شد) در این آنتن ها طوری است که ، پرتو بطرف آسمان بوده و برای انعکاسات ایونوسفریک مورد استفاده قرار میگیرد. روابط مناسب برای طرح این آنتن ها

$$L = \frac{.375\lambda}{\sin^2 \alpha} , h = \frac{\lambda}{4 \sin \alpha}$$

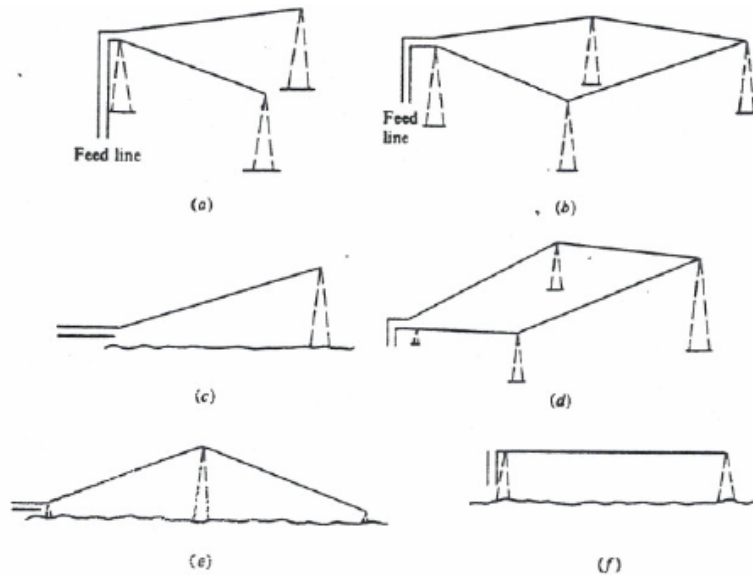
است. امپدانس انتهائی حدود ۷۰۰ تا ۸۰۰ اهم است. برای بهترین حالت باید مقدار ضریب سکون در نظر گرفته شده و تنظیم

شود. یک مقدار مناسب $\alpha = 14.4^\circ$ ، $h = \lambda$ ، $L = 6\lambda$ است [۴.۲۱].



شکل ۲-۳۲

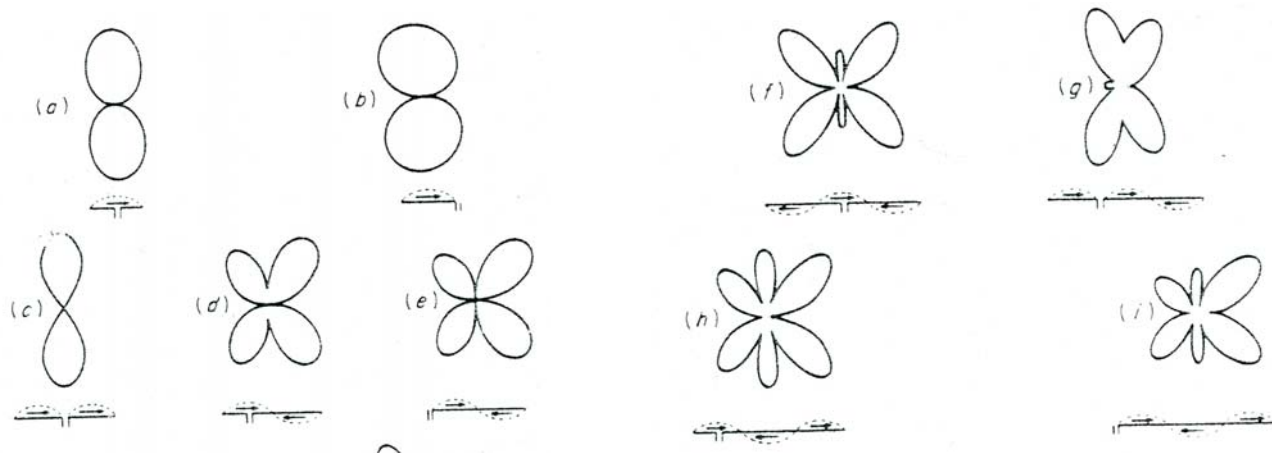
در شکل زیر روشهای نصب انواع این آنتن ها برای ارتباطات موج کوتاه ، دیده میشود



شکل ۲-۳۳

۲-۱۱- اثر تغذیه نامتقارن روی خصوصیات آنتن دی پل [۷]

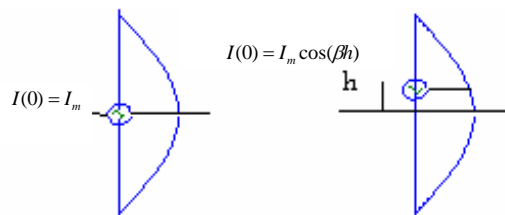
اگر یک آنتن دی پل ، بطور نامتقارن تغذیه شود ، تغییراتی در پرتو و امپدانس آن بوجود خواهد آمد. در این حالت ، علاوه بر موج ساکن یک جریان با موج متحرک نیز روی آنتن ایجاد خواهد شد که اثراتی روی پرتو خواهد داشت. در تحلیل این آنتن از همان معادل خط انتقال آن استفاده میکنیم . در این حالت قسمت اضافی پل بلندتر ، بصورت یک امپدانس در انتهای خط عمل میکند. این امپدانس بعلت اینکه قسمت اضافی ، تشعشع هم میکند ، دارای مقدار مقاومتی نیز هست. بنابراین خط به یک امپدانس ، شامل راکتانس و رزیستانس ختم شده است ، و موجی که روی خط بوجود میاید ساکن کامل نبوده و شامل قسمت متحرک نیز هست . بنابراین پرتو مجموع از دو جریان ساکن و متحرک بوجود آمده و بنابر طبع آنتن با جریان متحرک ، پرتو بطرف جریان متحرک منحرف میشود. شکل زیر نشان دهنده این اثرات است. تحلیل این آنتن با روشهای عددی انجام میشود [پ ۴].



شکل ۲-۳۴

باید توجه داشت برای حالاتی که محل تغذیه حساس است ، یعنی تغذیه از محل صفر جریان (در حالت جریان موج ساکن) انجام میشود ، تغذیه نامتقارن باعث تغییرات اساسی در جریان شده و پرتو دارای تغییرات عمده خواهد شد. تغذیه نامتقارن روی امپدانس آنتن هم تاثیر خواهد گذاشت. مثلا در مورد آنتن نصف طول موج ، بعلت تغییر جریان در محل تغذیه امپدانس تغییر کرده و از این روش برای تصحیح امپدانس ، بخصوص در آنتن های مونوپل فرستنده ها استفاده میشود.

در این حالت اگر از تغییرات جزئی جریان که در بالا گفته شد صرفنظر کنیم ، بنابراین چون توزیع جریان در دو حالت یکی است ، میدانها و در نتیجه قدرت تشعشی هر دو حالت برابر است. و فقط اختلاف در جریان ورودی تغذیه آنتن است.



شکل ۲-۳۵

بافرض تساوی قدرت تشعشی در دو حالت داریم:

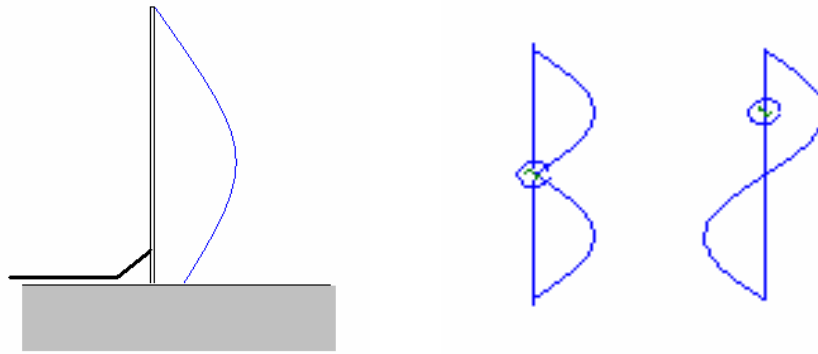
$$R_r I_{meff}^2 = R_r' I_{meff}^2 \cos^2(\beta h)$$

و یا

$$R_r' = R_r / \cos^2(\beta h)$$

بنابراین با تغییر محل تغذیه میتوان امپدانس را تنظیم کرد که این کار برای آنتن های مونوپل در موج متوسط مورد استفاده قرار میگیرد. البته همانند حالت پرتو ، در این حالت هم اگر نقطه تغذیه در محل حساس جریان صفر آنتن باشد (شکل زیر

دست راست) ، تغییرات اساسی در امپدانس ($R_{rad} = \frac{W_r}{I_{eff}^2} = \infty$) حاصل خواهد شد.

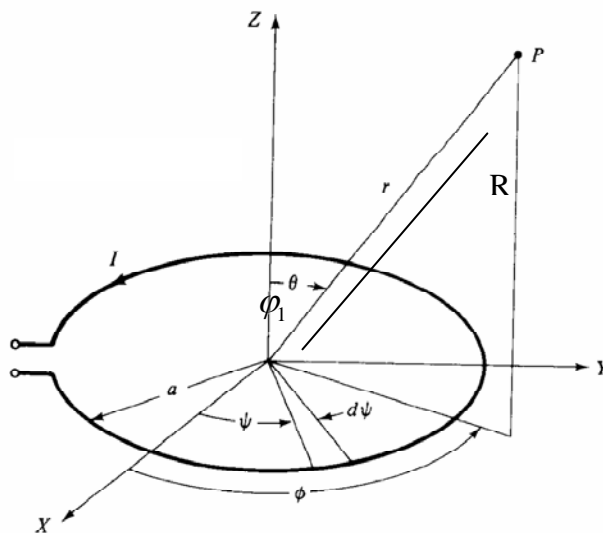


شکل ۲-۳۶

۲-۱۲-آنتن حلقوی با فرض جریان یکنواخت (Loop ant.) [۶]

فرض میکنیم که آنتنی بشکل دایره بوده و توزیع جریان آن یکنواخت باشد (البته این یک آنتن فرضی بوده و عملاً ، برای یک حلقه بزرگ این فرض صحیح نیست. البته همانطور که بعداً خواهیم دید ، در مورد آنتن های میکرواستریپ دایروی میتوان چنین آنتنی داشت).

برای سادگی در حل این آنتن از تقارن آن نسبت به زاویه φ استفاده میکنیم. چون جریان این آنتن در جهت $\hat{\varphi}$ است ، بنابراین مقدار A نیز فقط همان مولفه را داشته یعنی فقط A_φ خواهیم داشت . ضمناً چون A_φ تابع φ نیست بنابراین مقدار آن در هر صفحه گذرنده از محور z یکسان است. پس اگر آنرا در صفحه YOZ حساب کنیم ، کاملاً بطور عمومی مشخص میشود. اما در این صفحه بردار $\hat{\varphi}$ در جهت بردار $-x$ است. پس اگر مقدار A_x محاسبه شود ، مساله روشن خواهد شد. واضح است که این مولفه ، در اثر مولفه ای از جریان است که در جهت x باشد. این مولفه برابر با $I_x = -I_\varphi \sin(\varphi_1)$ است



شکل ۲-۳۷

با توجه به اینکه برای فاصله دور ، در این مساله داریم:

$$R = r - a \sin(\varphi_1) \sin(\theta)$$

مقدار A_x برابر است با

$$A_x(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_x(l_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dl_1$$

که در آن $dl_1 = a d\varphi_1$ است. به این ترتیب انتگرال بالا بصورت زیر در میآید

$$A_x(r) = \frac{\mu}{4\pi} I_\varphi \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int \sin(\varphi_1) e^{j\beta a \sin(\varphi_1) \sin(\theta)} a d\varphi_1 = \frac{j\mu a}{2} I_\varphi \frac{e^{-j\beta r}}{r} J_1(\beta a \sin(\theta))$$

و میدان الکتریکی از رابطه $E_\varphi = -j\omega A_\varphi$ برابر میشود با:

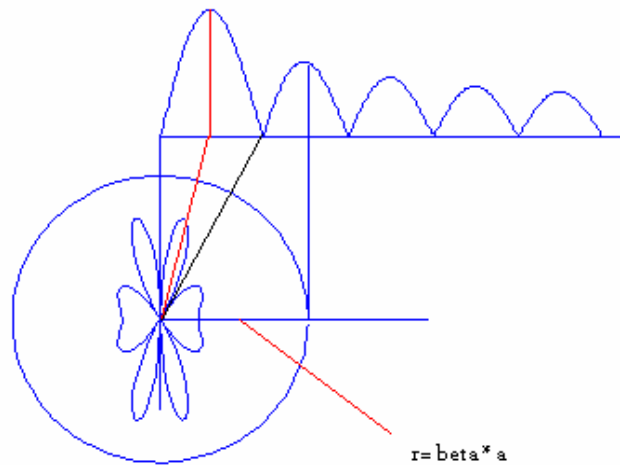
$$E_\varphi = \frac{a\omega\mu I_m}{2} \frac{e^{-j\beta r}}{r} J_1[\beta a \sin(\theta)]$$

$$H_\theta = -\frac{E_\varphi}{\eta}$$

۲-۱۲-۱- پرتو و مقاومت تشعشی آنتن حلقوی

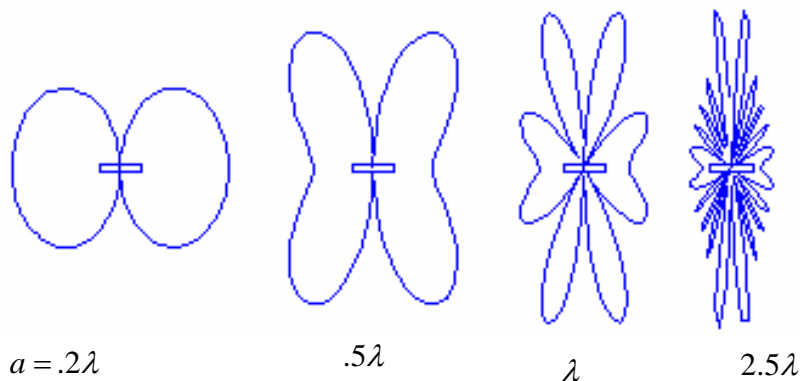
با توجه به اینکه معادله پرتو بصورت $E_\varphi = E_0 J_1[\beta a \sin(\theta)]$ است، میتوان با روش ترسیمی، با دانستن شکل

تابع بسل، پرتو را رسم کرد. روش ترسیم در شکل زیر نشان داده شده است



شکل ۲-۳۸

شکل زیر پرتو را برای شعاعهای مختلف نشان میدهد



شکل ۲-۳۹

دیده میشود که با بزرگتر شدن شعاع آنتن ، تعداد لوبه‌های آن نیز بیشتر میشود. برای شعاع کوچک ، پرتو مانند آنتن عنصر جریان است. یک نتیجه جالب آنست که وقتی آنتن خیلی کوچک است ، شکل آن در پرتو مطرح نیست. رابطه تقریبی داده شده برای مقاومت تشعشی $R_r = 3720a / \lambda$ است.

۲-۱۲-۲- حالت خاص و عملی: آنتن حلقوی کوچک [۱,۶]

اگر آنتن حلقوی خیلی کوچک باشد ، فرض اینکه جریان در تمام آن یکنواخت باشد ، فرض قابل قبولی است. در این حالت با توجه به اینکه در تابع بسل برای مقادیر کوچک ارگومانی، بصورت $J_1(x) \approx x/2$ درمیآید، بنابراین میدان بصورت زیر خواهد شد

$$E_\phi = \frac{\eta \pi^2 a^2 I_m e^{-j\beta r}}{\lambda^2 r} \sin(\theta)$$

که میتوان آنرا بصورت $E_\phi = E_0 \sin(\theta)$ نشان داد ، که کاملا شبیه به معادله آنتن های کوچک خطی ، مثل عنصر جریان و یا آنتن دی پل کوچک بوده ، فقط جهت مولفه ها عوض شده است. مقاومت تشعشی این آنتن با کمی محاسبات بصورت

$$R_r = 200 \left(\frac{C}{\lambda}\right)^4 = 31200 \left(\frac{A}{\lambda^2}\right)^2$$

است. که در آن C محیط حلقه و A سطح آن است.

مقاومت افتی این آنتن را با توجه به محیط آن میتوان بصورت $R_l = \left(\frac{a}{b}\right) \sqrt{\frac{\omega \mu}{2\sigma}}$ نوشت. فرض آنست که جریان از روی سیم آنتن عبور میکند.

۲-۱۲-۳- آنتن حلقوی کوچک N دوری [۱]

اگر بجای یک حلقه ، N حلقه بکار بریم ، با توجه به اینکه فرض بر آنست که همه در یک جا واقع شده اند ، پس میدان این آنتن N برابر شده ، و در نتیجه قدرت تشعشی آن N^2 برابر خواهد شد. البته مقاومت افتی حلقه نیز N برابر خواهد شد چون طول سیم حلقه N برابر شده است.

بنابراین ملاحظه میشود که در این آنتن افزایش مقاومت تشعشی خیلی بیشتر از مقاومت افتی بوده و این حسن اصلی آنتن حلقوی بر آنتن دی پل کوچک است . این آنتن قبلا بصورت گسترده ای در گیرنده های رادیویی مورد استفاده قرار میگرفت.

۲-۱۲-۴- آنتن حلقوی کوچک N دوری با هسته فریتی (Ferrite-loop) [۱,۴,۶]

استفاده از هسته فریتی ، میتواند مقاومت تشعشی آنتن حلقوی را بشدت افزایش دهد و همین امر باعث شده که از این آنتن بطور گسترده ای در گیرنده های رادیویی موج متوسط و موج کوتاه استفاده شود. اساس کار در زیر بررسی میشود.

اگر یک آنتن به بار تطبیق شده خودش متصل شود ، قدرت دریافتی برابر $W = \frac{V_{oc}^2}{4R_r}$ است. بنابراین داریم

$R_r = \frac{V_{oc}^2}{4W}$. پس مقاومت تشعشی با توان دوم ولتاژ اتصال باز آنتن متناسب است. اما اگر یک حلقه کوچک در نظر بگیریم که

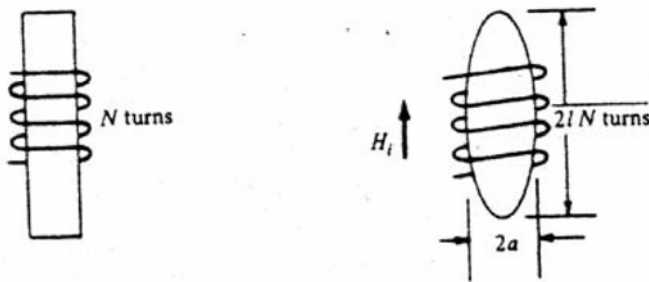
میدان مغناطیسی آنتن فرستنده روی آن مقداری ثابت و برابر با H_i باشد، در اینصورت مقدار ولتاژ اتصال باز آنتن برابر $V_{oc} = -j\omega\mu_0\pi a^2 H_i N$ خواهد بود.

حال اگر باقراردادن هسته فریتی (فریت ها مواد دی الکتریک با مقدار μ_r خیلی بالا هستند) مقدار μ_0 برای آنتن به $\mu_0\mu_{er}$ تبدیل شود، مقدار مقاومت تشعشعی هم، تغییر کرده و برابر با $R_r^f = R_r\mu_{er}^2$ میشود. البته چون فریت فقط درهسته آنتن قرار گرفته، مقدار موثر μ_r یعنی μ_{er} مطرح است. رابطه این دو مقدار، در زیر تعریف شده که D ضریب مغناطیس نشدن (Demagnetization) است.

$$\mu_{er} = \frac{\mu_r}{1 + D(\mu_r - 1)}$$

در رابطه بالا، وقتی D برابر با صفر باشد، یعنی همه جا پر از فریت باشد مقدار $\mu_{er} = \mu_r$ شده و وقتی برابر با ۱ باشد مقدار $\mu_{er} = 1$ میشود. معمولا چون μ_r خیلی بزرگ است، مقدار $\mu_{er} = \frac{1}{D}$ در نظر گرفته میشود. مقدار D بستگی به شکل هسته سیم پیچی شده دارد. برای کره برابر با $D = 1/3$ بوده و برای الیپسوئید (تخم مرغ متقارن) از رابطه زیر بدست میاید.

$$D = \frac{a^2}{l^2} [\ln(2l/a) - 1]$$



شکل ۲-۴۰

منحنی ضریب دمگنتیزاسیون برای هسته استوانه ای در منحنی های زیر نشان داده شده است [۶].

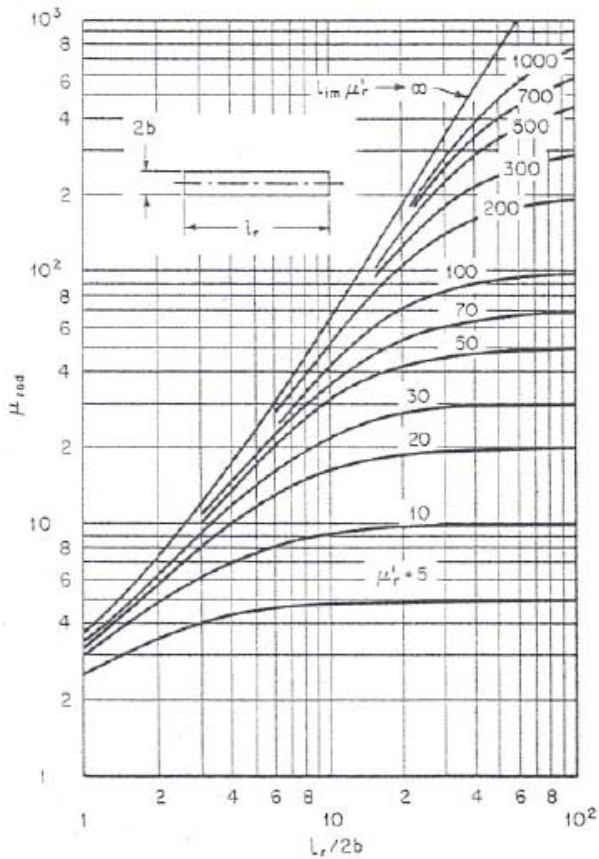
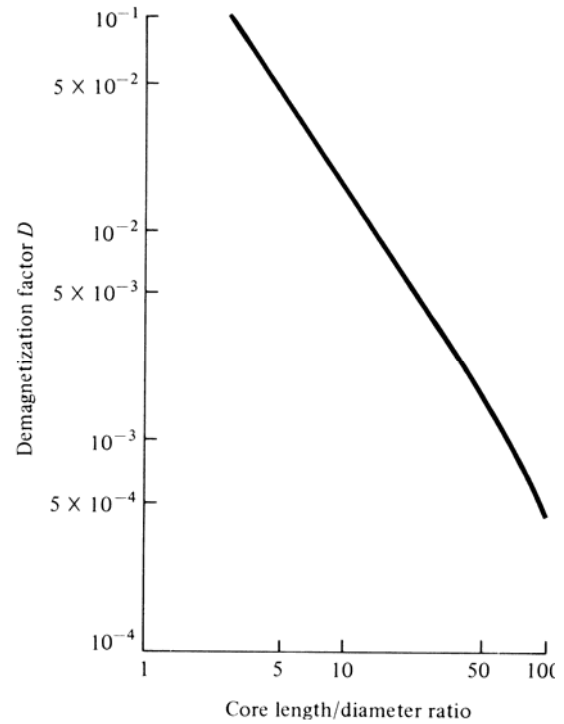


FIG. 5-8 The apparent permeability μ_{rod} at the middle of a cylindrical rod as a function of the length-to-diameter ratio $l_r/2b$ with the initial permeability μ_r as a parameter.



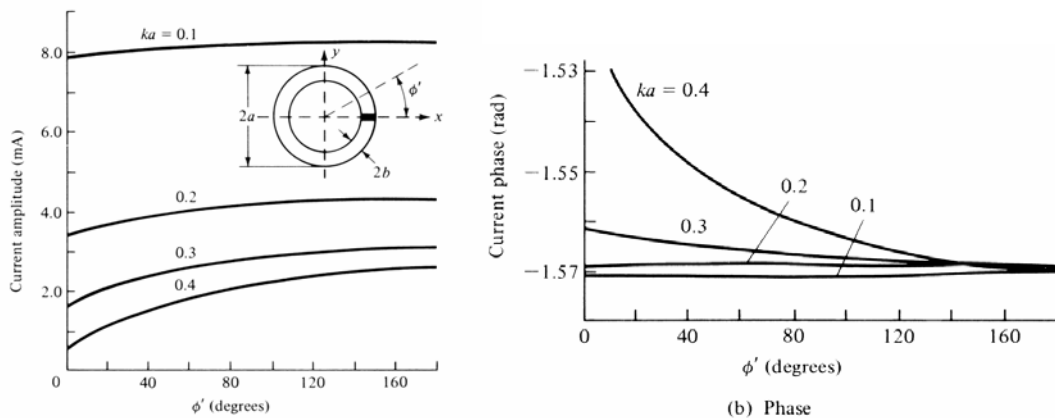
شکل ۲-۴۱

۲-۱۳- دامنه و فاز جریان واقعی روی آنتن حلقوی بزرگ [۶]

همان طور که قبلا گفتیم فرض جریان یکنواخت برای آنتن حلقوی بزرگ، صحیح نیست. برای بدست آوردن

جریان واقعی میتوان از روش ممان استفاده کرد [۴].

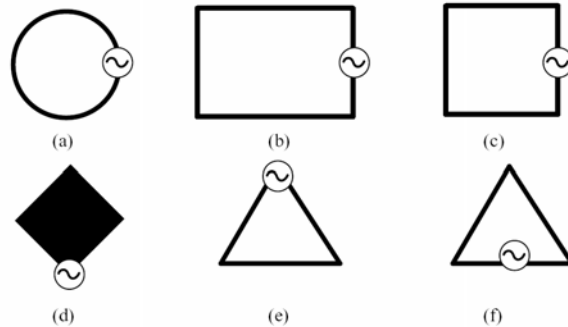
محاسبات نشان میدهد که تا حدود $\beta a = 0.1$ ، دامنه و فاز جریان تقریبا ثابت است. ولی هرچه شعاع بیشتر میشود، تغییرات آنها هم افزایش مییابد. در شکل زیر این موضوع نشان داده شده است.



شکل ۲-۴۲

۲-۱۳-۱- آنتن حلقوی با شکلهای دیگر

انواع مختلف حلقه ها ، باشکلهای چند ضلعی نیز مورد بررسی قرار گرفته اند. مشخصات، مشابه آنتن حلقوی دایروی است ، ولی ممکن است برای موارد خاص کاربردی مورد استفاده قرار گیرند. مثلا برای یک آنتن با شعاع بزرگ چند متری ، ساخت یک حلقه مربعی ، به مراتب از دایروی ساده تر و قابل نصب تر است . و یا ممکن است در یک سازه ای محل برای یک آنتن باشکل خاص باشد. در فرکانسهای پائین ، اثرات کمی روی پرتو مشاهده میشود ولی با بالا رفتن فرکانس ، محل تغذیه نیز موثر خواهد بود [پ ۴].



شکل ۲-۴۳

شکل زیر یک رشته آنتن حلقوی را نشان میدهد.



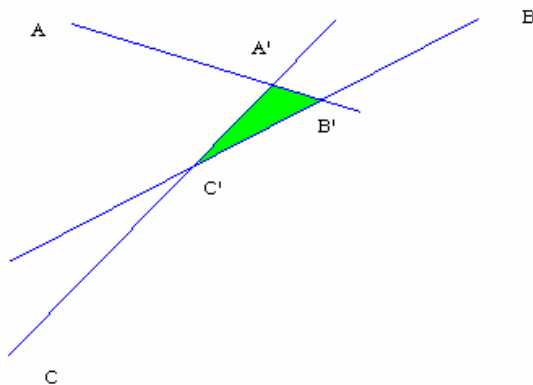
شکل ۲-۴۴

۲-۱۳-۲- جهت یابی با آنتن حلقوی (Direction finding) [۸]

برای یافتن محلی که یک فرستنده قرار دارد از آنتن های جهت یاب که میتواند یک آنتن ساده حلقوی و یا یک رشته آنتن با سازه گسترده ای باشد، استفاده میشود.

در جهت یابی معمولا جهت فرستنده از سه نقطه واقع در محل های مختلف ، مشخص شده و با رسم خطوط جهت از این سه نقطه، منطقه دقیق تر محل فرستنده مشخص میشود. و با تکرار این کار میتوان محل دقیق فرستنده را معین کرد. ساده ترین روش استفاده از آنتن حلقوی است . میدانیم که پرتو آنتن حلقوی در جهت عمود بر صفحه حلقه صفر است .

بنابراین اگر حلقه را آنقدر بگردانیم که سیگنالی دریافت نکنیم، آن جهت بطرف فرستنده است. انتخاب جهت صفر پرتو برای اینکار، این است که تغییرات بسیار شدید بوده و صفر براحتی مشخص میشود. همان طور که در شکل دیده میشود، با تکرار این کار در سه ناحیه مختلف، منطقه آنتن فرستنده معین میشود. البته با اندازه گیری از دو نقطه هم میتوان منطقه را با تقریب بیشتر حدس زد. یک گیرنده، مانند هواپیما هم میتواند با جهت یابی محل خود را تعیین کند.



شکل ۲-۴۵

۲-۱۴- تطبیق امپدانس آنتن ها *Antenna matching* [۳,۶]

معمولا امپدانس آنتن ها، با خط انتقال متصل شده به فرستنده ویا گیرنده، یکی نبوده و برای انتقال مناسب انرژی، باید تطبیق امپدانس انجام شود.

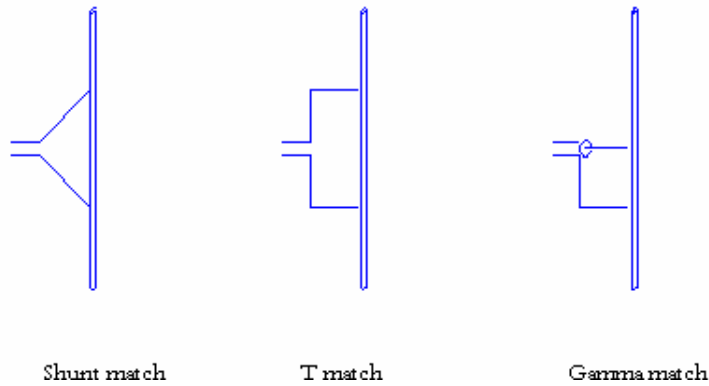
چون خط انتقال معمولا بدون افت در نظر گرفته شده و امپدانس مشخصه آن اهمی خالص است بنابراین علاوه بر تطبیق مقاومت تشعشعی آنتن با خط، راکتانس آنتن نیز، با انتخاب مناسب مدار تطبیق (خط و یا فشرده) جبران و حذف شود. استفاده از عناصر فشرده، سلف و خازن، مساله را حل کرده ولی هم افت سیستم افزایش یافته و هم عرض باند محدود خواهد بود. برای عرض باند بیشتر از تطبیق کننده های چند طبقه استفاده میشود.

عدم تطبیق، بخصوص در فرستنده های پر قدرت مساله ساز بوده و باعث اشکالاتی از قبیل گرم شدن، بعلت بازگشت انرژی منعکسه به فرستنده و تغییر فرکانس، ویا باعث بالارفتن ولتاژ خط انتقال میشود.

همان طور که در خطوط میدانیم، یکی از راههای تطبیق امپدانس (مقاومتی خالص)، استفاده از تطبیق کننده ربع طول موج با امپدانس مشخصه برابر با $Z_c = \sqrt{Z_{line} Z_{ant}}$ است.

روشهای دیگر، تغییر محل تغذیه و جبران قسمت راکتیو و اهمی امپدانس آنتن است. در شکلهای زیر روشهای مختلف رایج نشان داده شده است.

در روشهای بالا، با تغییر محل تغذیه و افزودن قطعاتی از خط، با روشهای گوناگون، تطبیق انجام میشود. البته این قطعات اضافی میتواند اختلالاتی در پرتو ایجاد کند [پ۴].



شکل ۲-۴۶

۲-۱۵- ضریب تطبیق امپدانس

در اثر عدم تطبیق آنتن با خط تغذیه ، مقداری از انرژی منعکس میشود. اگر ضریب انعکاس برابر با Γ باشد ، مقدار انرژی منتقل شده (نرمالیزه شده) برابر $1 - |\Gamma|^2 = \text{Re}(1 + \Gamma)(1 - \Gamma)^*$ است.

۲-۱۶- اثر تغذیه آنتن ها با کابل هم محور- بالون ها BALANCE to UNBALANCE-BALUN [۳,۴,۶]

خطوط انتقال در آنتن ها اغلب خطوط دو سیمه (بالانس) و یا هم محور (غیر بالانس) هستند. علت این نامگذاری ، وضعیت سیمهای یک کابل نسبت به زمین است که در شکل زیر مشاهده میشود.

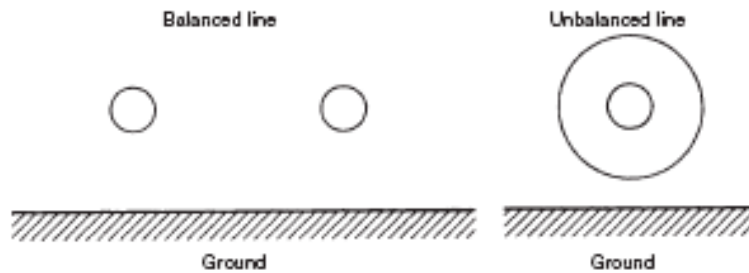
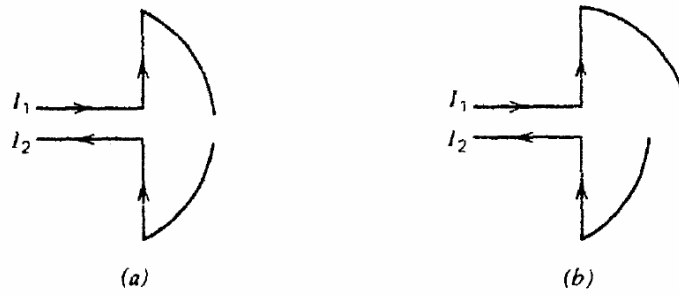


FIGURE 5-34 Physically balanced and unbalanced transmission lines.

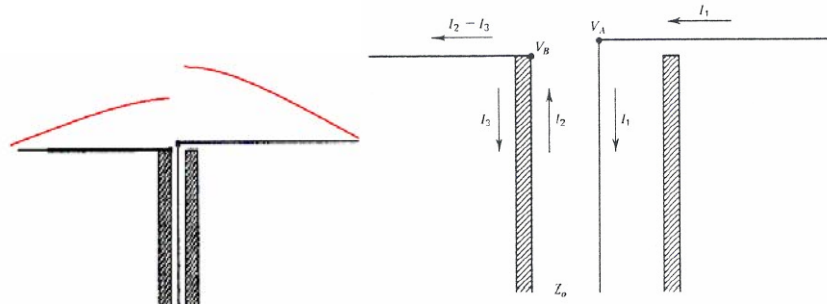
شکل ۲-۴۷

تغذیه آنتن ها با کابل های هم محور بخاطر بسته بودن و عدم تاثیر پذیری نویز های خارجی ، مناسب تر است. ولی بکار بری این خطوط برای آنتن های دی پل و یا مشابیه ، بعلت اینکه جریان روی سطح شیلد یا سیم بیرونی کابل هم جاری میشود اختلالاتی را ایجاد میکند. جاری شدن جریان روی سطح خارجی شیلد باعث تشعشع از آن ، و همین طور غیر متقارن شدن جریان دی پل در دو سیم متقارن شده و پرتو آنتن را غیر متقارن خواهد کرد. شکل زیر این مطلب را نشان میدهد.



شکل ۲-۴۸

در شکل زیر جریان روی دی پل با تغذیه هم محور و بدنه خارجی کابل نشان داده شده است .



شکل ۲-۴۹

برای رفع این اشکال از بالونها ، که سیستم بالانس را به غیر بالانس تبدیل میکند استفاده میشود. کار بالونها ، یکسان کردن سیستم تغذیه و کابل نسبت به هر دو سیم آنتن است. در شکل زیر دو نوع بالون نشان داده شده است و انواع دیگری نیز طراحی شده و مورد استفاده قرار میگیرد .

در بالون آستینی (*Sleeve - balun*) یک خط بطول ربع طول موج به بدنه کابل هم محور متصل شده که باعث میشود که دو سیم آنتن نسبت به بدنه دارای یک خصوصیت باشند ، و جریانهای بوجود آمده مساوی و مخالف است که تشعشع را صفر میکند.

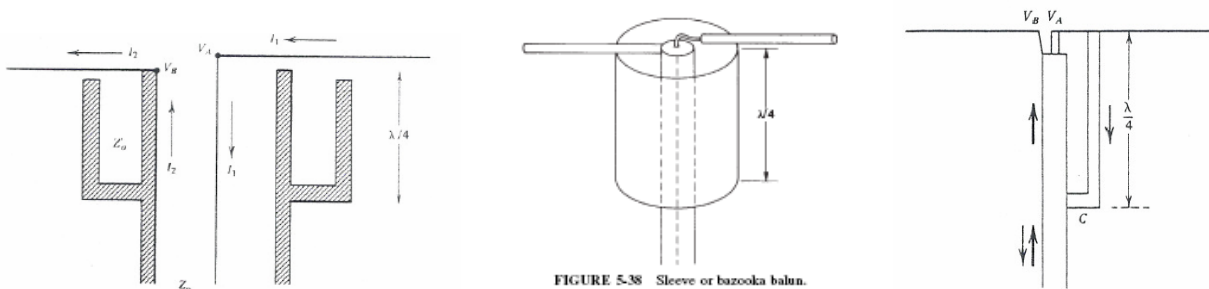


FIGURE 5-38 Sleeve or bazooka balun.

شکل ۲-۵۰

در بالون نوع (*Split - coax*) نیز یک خط ربع طول موج اتصال کوتاه شده، به سیم مرکزی کابل هم محور متصل شده که در حقیقت ورودی این خط اتصال باز بوده و این سیم آنتن از بدنه قطع است ولی جریانی که در اثر این سیم روی بدنه بوجود میاید ، جریان سیم دیگر را حذف خواهد کرد [۴].

در شکل های زیر برخی از انواع بالون ها نشان داده شده است

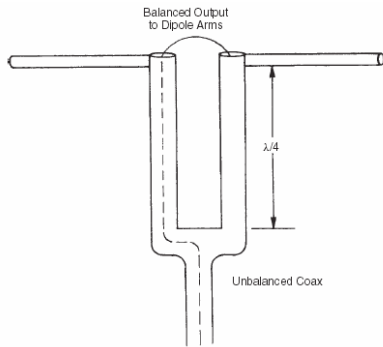


FIGURE 5-36 Folded balun.

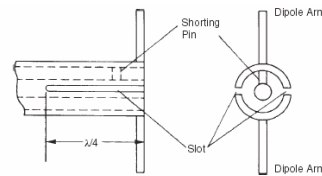


FIGURE 5-41 Split coax balun. (From [24], Fig. 8-5, © 1948 McGraw-Hill.)

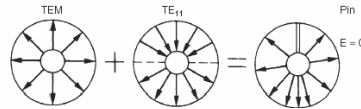


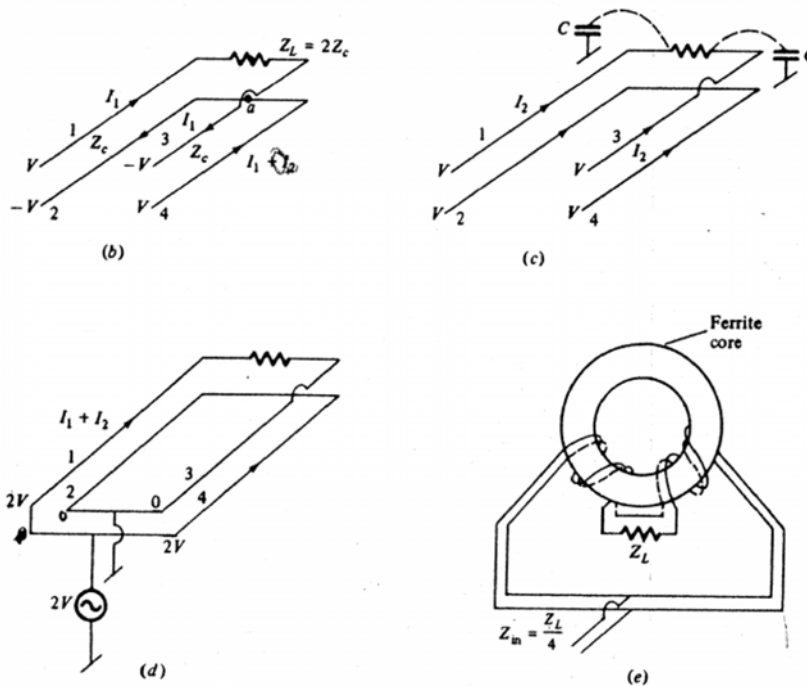
FIGURE 5-42 Coaxial transmission-line modes in a split coax balun. (From [24], Fig. 8-6, © 1948 McGraw-Hill.)

شکل ۲-۵۱

۲-۱۶-۱- بالون با هسته فریتی - همراه با تبدیل امپدانس [۱]

این بالون که علاوه بر بالانس کردن، یک تطبیق امپدانس ۱:۴ نیز انجام میدهد، بیشتر در آنتن های تلویزیون برای تطبیق امپدانس آنتن دی پل تا شده (۳۰۰ اهم) به خط هم محور (۷۵ اهم) بکار میرود. شکل این بالون در زیر نشان داده شده است.

این بالون از دو خط با امپدانسهای $Z_c = Z_l / 2$ (که Z_l امپدانس آنتن است) تشکیل شده است. برای تحلیل ساده این ساختار، عمل این بالون را ترکیبی از دو حالت خاص بالانس و غیر بالانس مطابق شکلهای زیر در نظر میگیریم.



شکل ۲-۵۲

در حالت بالانس، بعلت تقارن در تحریک، ولتاژ نقاط a و b (وسط بار Z_l) صفر بوده و بنابراین میتوانند بهم، و بزمین متصل شوند و در این حالت جریان I_1 در دو خط، در خلاف جهت جاری است. امپدانس انتهائی هر خط $Z_l / 2 = Z_c$ بوده، پس امپدانس ورودی نیز Z_c و بنابراین جریان برابر $I_1 = 2V / Z_c$ است.

در حالت غیر بالانس ، ولتاژ همه خطوط نسبت به زمین V است ، پس جریان فقط در اثر خاصیت خازنی کل خطوط نسبت به زمین بوده و تقریباً قابل صرفنظر کردن است. اگر دو حالت را با هم ترکیب کنیم ، نقاطی دارای ولتاژ $2V$ و نقاطی دارای ولتاژ صفر خواهند بود که میتوانیم نقاط هم ولتاژ را بهم متصل کرد. در این حالت امپدانس ورودی برابر با

$$Z_{in} = 1/2 \left[\frac{2V}{I_1 + I_2} \right]$$

است که ضریب $1/2$ بخاطر بخاطر وجود دو مدار مشابه و موازی است. اگر از I_2 بخاطر کوچکی صرفنظر کنیم ، خواهیم داشت :

$$Z_{in} = 1/2 \left[\frac{2V}{I_1 + I_2} \right] \approx \frac{V}{I_1} = \frac{V}{2V/Z_c} = Z_c / 2 = Z_l / 4$$

برای کاهش I_2 ، خط ها را بطور معکوس ، دور یک هسته فریتی توروئیدی می پیچند تا میدانها بداخل هسته متمرکز شده و اثر خازنی آن با زمین کاهش یافته و ضمناً اثر متقابل خطوط هم کم شود.

۳- استفاده از قضایای مدار در آنتن های فرستنده و گیرنده

خصوصیات یکسان آنتن در حالت فرستندگی و گیرندگی

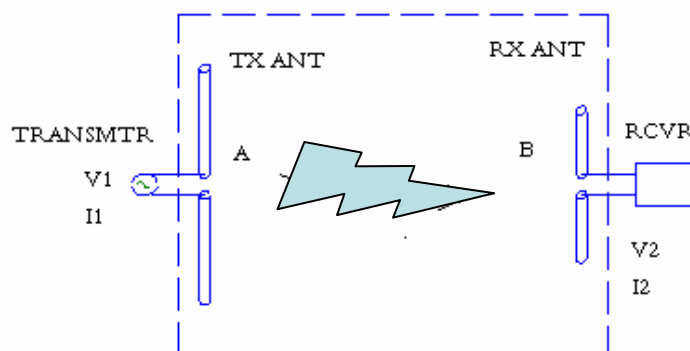
چنانچه محیطی که معالات ماکسول در آن بکار میروند ، خطی (یعنی σ, ϵ, μ تابع میدان نباشند) و ایزو تروپیک (یعنی σ, ϵ, μ تابع جهت نباشند) ، فرض شوند ، میتوان قوانین مداری را مورد استفاده قرار داد. در واقع اگر آنتن گیرنده و فرستنده را از همه محیط جدا کرده و محیط را یک جعبه فرا گیر در نظر بگیریم ، قوانین حاکم بر جعبه ، از خطی و ایزوتروپیک بودن تبعیت کرده و میتوان یک جعبه مداری در نظر گرفت . ما از قوانین مدار، که بخوبی گسترده شده و مورد استفاده قرار میگیرند برای اثبات یکسان بودن خصوصیات آنتن ها در حالت فرستندگی و گیرندگی استفاده میکنیم.

۱-۳- یکسان بودن امپدانس آنتن های دوطرفه در حالت فرستندگی و گیرندگی [۷]

اگر مطابق شکل زیر، جعبه را یک مدار T بگیریم، خواهیم داشت:

$$V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2$$

$$V_2 = Z_{12}I_1 + Z_{22}I_2$$



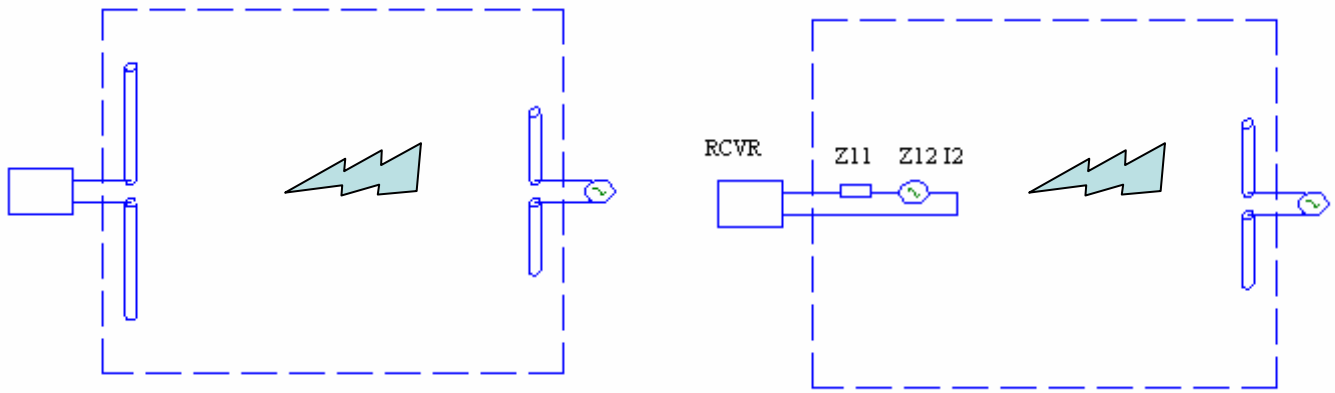
شکل ۱-۳

واضح است که جریان I_2 در مقابل I_1 (گیرنده در مقابل فرستنده) بسیار جزئی است. ضمناً بعداً خواهیم دید که اگر فاصله آنتن ها زیاد باشد، Z_{12} عملاً خیلی کوچک است. بنابراین داریم

$$I_2 \approx 0 \Rightarrow V_1 \approx Z_{11}I_1 \Rightarrow Z_{at} \approx \frac{V_1}{I_1} \approx Z_{11}$$

که Z_{at} امپدانس آنتن در حالت فرستندگی است.

حال اگر آنتن A گیرنده و B فرستنده باشد، با استفاده از همان رابطه میتوانیم مدار معادلی بصورت زیر تعریف کنیم. یعنی $Z_{12}I_2$ را که در اینحالت I_2 جریان آنتن فرستنده است بصورت یک منبع در نظر بگیریم. واضح است که این بار، تغییرات امپدانس دستگاه گیرنده اثری قابل توجه روی نخواهد داشت و بنابراین $Z_{12}I_2$ یک منبع با ولتاژ ثابت بحساب میآید. در اینحالت امپدانس آنتن گیرنده برابر است با:



شکل ۲-۳

$$Z_{ar} = \frac{V_{oc}}{I_{sc}} = \frac{Z_{12}I_2}{Z_{12}I_2/Z_{11}} = Z_{11} = Z_{at}$$

و بنابراین امپدانس آنتن در حالت فرستندگی و گیرندگی یکی است. در نتیجه گیری بالا از تقریب کوچک بودن Z_{12} استفاده کردیم. میتوان بدون در نظر گرفتن این تقریب ها و با استفاده از قضیه هم پاسخی در مدار، مطلب بالا را اثبات کرد.

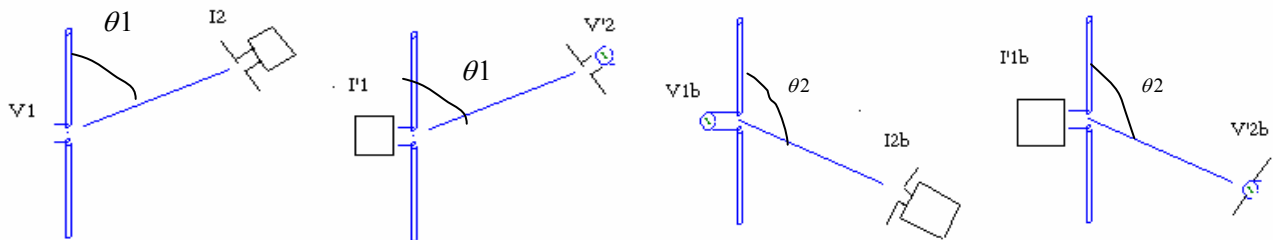
۲-۳- یکسان بودن پرتو آنتن ها در حالت فرستندگی و گیرندگی [۷]

فرض کنیم آنتن فرستنده A و گیرنده B در وضعیتی مشخص بطوری که شعاع اتصال دهنده آنها زاویه θ_1 را بسازد، قرار دارند. سپس فرض میکنیم که آنتن B فرستنده شده و آنتن A گیرنده باشد. بر اساس قضیه هم پاسخی در مدار میتوانیم بنویسیم

$$\frac{V_1}{I_2} = \frac{V_2}{I_1}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{I_2}{I_1}$$

حال اگر همین حالت را برای وقتی که زاویه مورد نظر θ_2 باشد در نظر بگیریم، مطابق شکل زیر خواهیم داشت.



شکل ۳-۳

$$\frac{V_{1b}}{I_{2b}} = \frac{V_{2b}}{I_{1b}}$$

$$\frac{V_{1b}}{V_{2b}} = \frac{I_{2b}}{I_{1b}}$$

از مقایسه دو حالت نتیجه میشود

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_{2b}}{I_{1b}}$$

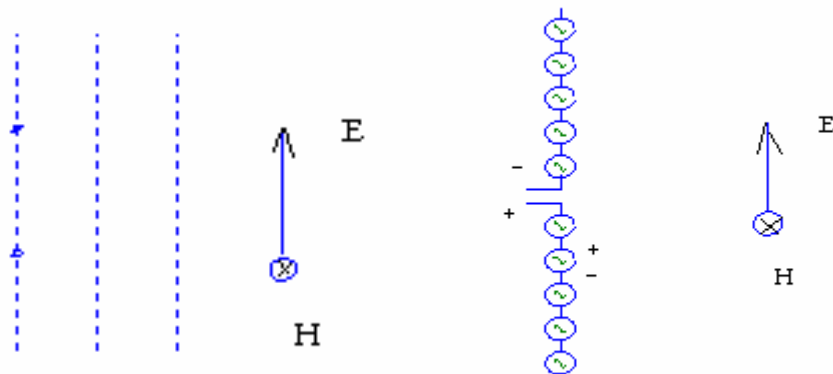
رابطه بالا نشان میدهد که اگر $I_2 > I_{2b}$ باشد، پس $I_1 > I_{1b}$ است. اما I_2 آنتن B نشانه شدت فرستندگی آنتن A در آن جهت بوده، و I_{1b} آنتن A ، نمایانگر قدرت گیرندگی آنتن A در همان جهت است. پس اگر آنتن در جهت θ_1 بیشتر میفرستد، در همان جهت هم بیشتر دریافت میکند. پس با مقایسه همه زوایا با یک زاویه معین مبنا، میتوان دریافت که پرتو فرستندگی و گیرندگی آنتن ها یکسان است.

۳-۳- طول موثر آنتن ها [۷]

طول موثر آنتن گیرنده بر اساس تعریف طولی است که اگر در میدان تابشی به آن ضرب شود، ولتاژ اتصال باز آن را بدهد. این طول ناشناخته است. با تعریف طول موثر برای آنتن فرستنده، که رابطه اش مشخص است، و اثبات اینکه این دو مقدار مساوی هستند میتوان طول موثر آنتن گیرنده را بدست آورده و به سادگی ولتاژ اتصال باز آن را حساب کرد.

۳-۳-۱- طول موثر آنتن گیرنده

میدانیم که اگر یک موج صفحه ای یکنواخت داشته باشیم، در صفحه جبهه موج و در امتداد میدان الکتریکی، پتانسیل بین دو نقطه برابر با $E_i \cdot l$ (فاصله بین دو نقطه) است.



شکل ۳-۴

اگر آنتنی در همین جهت، و به طول l در فضا قرار گیرد، بعلت آشفتهگی ایجاد شده در شکل میدان، بخاطر تغییر شرایط حدی، دیگر این رابطه صدق نخواهد کرد. اما وجود این آنتن باعث حرکت بارهای مثبت در جهت میدان الکتریکی شده و بنابراین جریانی در آنتن، و ولتاژی در دوسر باز آن ایجاد میکند. در واقع مطابق شکل بالا، هر قسمت کوچک از آنتن بعنوان یک منبع عمل میکند که نتیجه آن V_{oc} یا ولتاژ اتصال باز آنتن گیرنده است.

در این حال ، در حقیقت رابطه ولتاژ همان انتگرال میدان بین دو نقطه ترمینال آنتن است ، ولی این میدان همان میدان یکنواخت تابشی نیست ، بلکه میدان کل موجود در فضا است ، که مجموع میدان تابش و میدان پخش شده توسط جریانی است که این میدان روی آنتن به وجود آورده است. یعنی

$$V = -\int E \cdot dl$$

برای آنتن گیرنده ، طول موثر آنتن ، طولی است که اگر در شدت میدان رسیده به آنتن ضرب شود ، ولتاژ اتصال باز آنتن را بدهد. یعنی

$$V_{oc} = -l_{eff} \cdot E_i$$

علامت منفی ، همانطور که در شکل نشان داده شده است بعلت منفی بودن ورودی بالائی آنتن و مثبت بودن طرف دیگر آن است . پس اگر جهت آنتن و میدان الکتریکی یکی باشد ، رابطه زیر را خواهیم داشت.

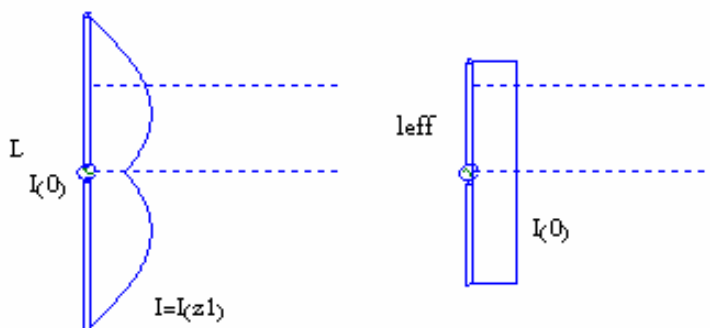
$$l_{eff} = -\frac{V_{oc}}{E_i}$$

که این طول با طول فیزیکی آنتن متفاوت است.

۳-۲-۳- تعریف طول موثر آنتن فرستنده

آنتنی با طول L را در نظر بگیرید، که دارای توزیع جریان $I(z)$ بوده و جریان در ورودی آن مقدار $I(0)$ است . مقدار بردار پتانسیل مغناطیسی برای این آنتن در صفحه افق $\theta = \pi/2$ برابر است با

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_z(z_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int I_z(z_1) dz_1$$



شکل ۳-۵

$$A_z(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_z(z_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int I_z(z_1) dz_1$$

حال آنتنی را در نظر بگیرید که طول آن L_1 و جریان آن در تمام طول یکسان و برابر با $I(0)$ باشد ، مقدار پتانسیل مغناطیسی آن در صفحه افق برابر است با

$$A_{1z}(r) = \frac{\mu}{4\pi} \int I_z(0) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} I_z(0) \int dz_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} I_z(0) L_1$$

اگر مقدار A و A_1 با هم برابر باشند ، L_1 را طول موثر آنتن با طول L ، در حالت فرستندگی ، مینامند یعنی داریم

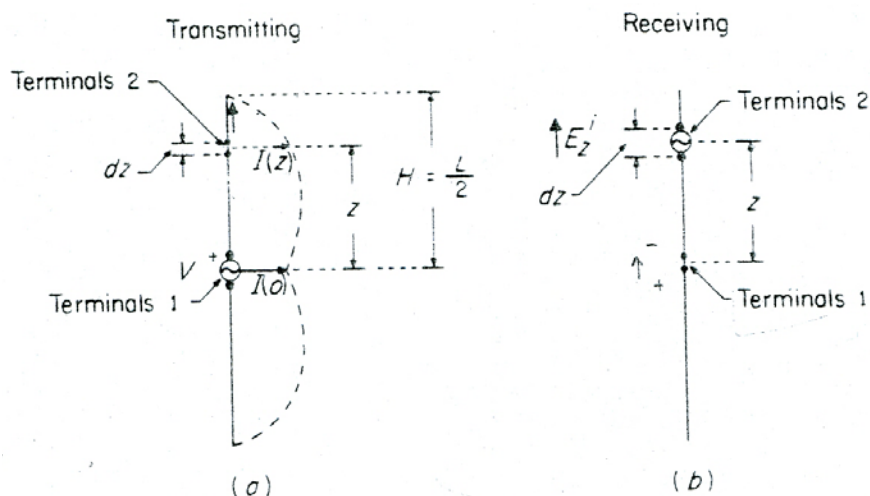
$$l_{eff} = \frac{1}{I(0)} \int I(z_1) dz_1$$

بنابراین بر اساس این تعریف ، طول موثر یک آنتن فرستنده ، طول آنتنی است که جریانش در تمام طول ثابت و مساوی جریان ورودی آنتن اصلی بوده و در صفحه افق میدانی مساوی با میدان اصلی ایجاد کند. مثلاً برای یک آنتن عنصر جریان طول موثر برابر با مقدار زیر است:

$$l_{eff_t} = \frac{1}{I(0)} \int I(z_1) dz_1 = dl$$

۳-۳-۳- اثبات تساوی طول موثر آنتن در حالت فرستندگی و گیرندگی

برای اثبات، از قضیه هم پاسخی استفاده میکنیم . در حالت اول آنتن را بعنوان فرستنده تغذیه کرده و جریان یک نقطه آن را در نظر میگیریم . در حالت بعد ، در حالت گیرندگی ، منبع معادل گیرندگی برای یک طول کوچک dz از آنتن را منبع ولتاژ گرفته و جریان اتصال کوتاه جزئی در اثر این منبع را حساب میکنیم ، یعنی یک مدار چهار قطبی را میسازیم.



شکل ۳-۶

بر اساس قضیه هم پاسخی ، بین ولتاژها و جریان های ذکر شده رابطه زیر برقرار است .

$$\frac{V_1}{I_2} = \frac{V_2'}{I_1'} \Rightarrow \frac{V_t}{I(Z_1)} = \frac{E_i dz_1}{dI_{sc}} \Rightarrow dI_{sc} = \frac{1}{V_t} I(Z_1) E_i dz_1$$

dz_1 طول مثر این قسمت کوچک از آنتن است که ولتاژ اتصال باز آن $E_i dz_1$ است.

بنابراین

$$I_{sc} = \int dI_{sc} = \frac{E_i}{V_t} \int I(z_1) dz_1$$

اما از طرفی $Z_a = -\frac{V_{oc}}{I_{sc}}$ است وبنابراین

$$V_{oc} = -\frac{E_i}{V_t / Z_a} \int I(z_1) dz_1 = -\frac{E_i}{I(0)} \int I(z_1) dz_1$$

و یا

$$-\frac{V_{oc}}{E_i} = -\frac{1}{I(0)} \int I(z_1) dz_1$$

دو طرف عبارت بالا، طول موثر آنتن در حالت های فرستندگی و گیرندگی است، یعنی

$$l_{eff_r} = l_{eff_t} = l_{eff}$$

بنابراین طول موثر آنتن همان طول موثر در حالت فرستندگی است، که در صورتیکه توزیع جریان آنتن (بطور دقیق یا تقریبی) مشخص باشد، بسادگی قابل محاسبه خواهد بود. به سادگی میتوان نشان داد که طول موثر آنتن عنصر جریان همان dl ، آنتن دی پل کوتاه $dl/2$ و آنتن دی پل نصف طول موج λ/π است.

۳-۳-۴- طول موثر آنتن در حالت کلی [۱,۳]

اگر آنتن دارای دو مولفه جریان، مثلاً $I_x(l)$ و $I_y(l)$ باشد، در اینصورت مقدار A در صفحه افق (در این حالت خاص روی محور z) برابر است با

$$A(r) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} [x \int I_x(l_1) dl_1 + y \int I_y(l_1) dl_1]$$

و اگر مقدار A برای آنتن مورد نظر تعریف شده برای طول موثر برابر با مقدار زیر باشد

$$A_1(r) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} [x I_x(0) l_{effx} + y I_y(0) l_{effy}]$$

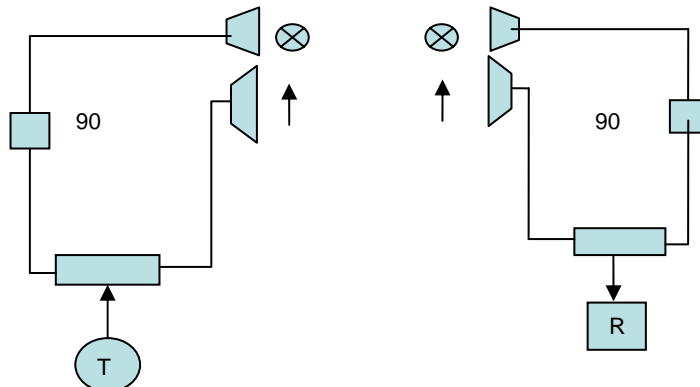
بنابراین برای طول موثر کل خواهیم داشت:

$$l_{eff} = x l_{effx} + y l_{effy} = x \frac{1}{I_x(0)} \int I_x(l_1) dl_1 + y \frac{1}{I_y(0)} \int I_y(l_1) dl_1$$

واضح است که $I_x(l)$ و $I_y(l)$ میتوانند دارای دامنه و فاز متفاوت بوده و بنابراین مقدار l_{eff} یک بردار با مقدار مختلط است. در حالت گیرندگی، اگر میدان الکتریکی موج تابش دارای مولفه های x, y ، با دامنه و فاز دلخواه باشد، ولتاژ خروجی از رابطه

$$V_{oc} = l_{eff}^* \cdot E_i$$

بدست میآید. علت بکار بردن l_{eff}^* آنست که مقدار طول موثر، معمولاً برای حالت فرستندگی تعریف میشود که برای حالت گیرندگی باید مقدار مزدوج آن بکار رود. مثلاً آنتنی که در حالت فرستندگی دارای پلاریزاسیون راست گرد است، همین آنتن موج رسیده به آن در حالت گیرندگی را چپ گرد میبیند. و بنابراین پلاریزاسیون در حالت گیرندگی، مزدوج پلاریزاسیون در حالت فرستندگی است. در شکل زیر این موضوع به سادگی بیان شده است.

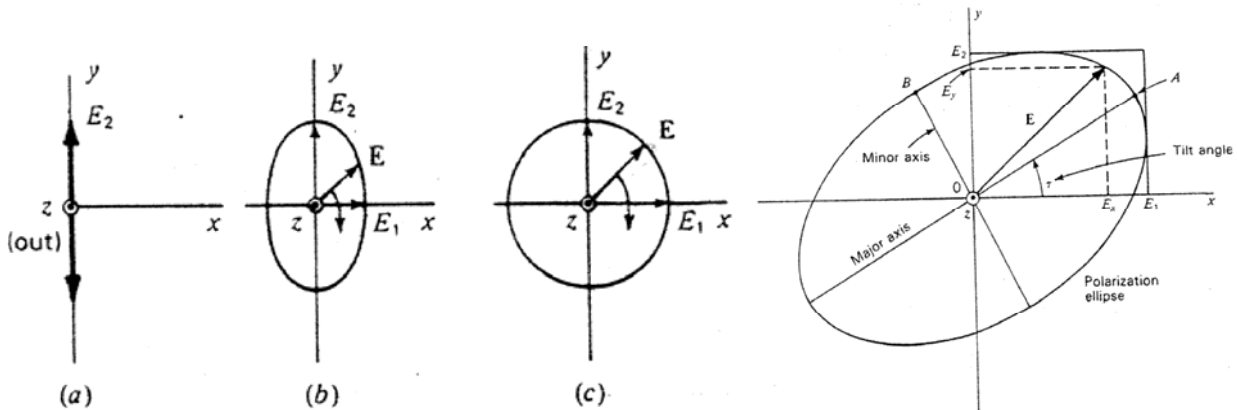


شکل ۳-۷

در سمت راست یک آنتن فرستنده با پلاریزاسیون راست گرد، که از دو آنتن با پلاریزاسیون های متعامد عمودی و افقی از یک منبع با دامنه مساوی و ۹۰ درجه تشکیل شده ، موجی با پلاریزاسیون راست گرد ایجاد میکند. در سمت چپ یک آنتن گیرنده کاملاً مشابه آن قرار گرفته است. مشاهده میشود که میدان های دریافتی توسط دو آنتن متعامد بعلت اینکه مجموعاً ۱۸۰ درجه (۹۰ درجه در فرستنده و ۹۰ درجه در گیرنده) اختلاف فاز دارند، در ترکیب کننده، یکدیگر را حذف خواهند کرد. در صورتیکه اگر اختلاف فاز آنتن با پلاریزاسیون افقی ۹۰- بود، یعنی پلاریزاسیون چپ گرد بود، اختلاف فاز کل از بین رفته و سیگنال دو آنتن متعامد با هم جمع میشدند.

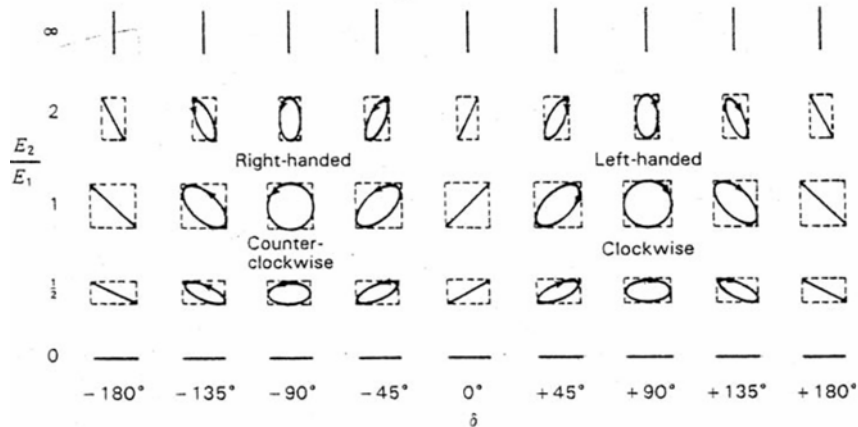
۳-۴- پلاریزاسیون آنتن ها [۴]

در یک جهت معین ، پلاریزاسیون آنتن عبارتست از پلاریزاسیون موج تشعشعی آنتن در حالت فرستندگی و در فاصله دور ، که موج ، صفحه ای فرض میشود. میدانیم که پلاریزاسیون موج، مکان هندسی انتهای بردار الکتریکی (یا مغناطیسی) آنتن در صفحه عمود بر جهت انتشار است.



شکل ۳-۸

اگر آنتن دارای دو مولفه میدان الکتریکی عمود برهم با دامنه و فاز متفاوت باشند ، این مکان هندسی یک بیضی بوده و در حالتی که فقط یک مولفه داشته باشد خطی است. اگر دامنه دو میدان مساوی و دارای ۹۰ درجه اختلاف فاز باشد ، پلاریزاسیون دایروی است. در شکل زیر وضعیت های مختلف پلاریزاسیون نشان داده شده است.



شکل ۳-۹

۳-۴-۱- افت در اثر عدم تطبیق پلاریزاسیون - ضریب بهره پلاریزاسیون [۱,۳]

میدانیم که قدرت دریافتی آنتن، اگر آنتن و گیرنده با هم تطبیق باشند از رابطه

$$W_{rec} = V_{oc}^2 / (4Z_a)$$

محاسبه میشود. پس قدرت دریافتی با توان دوم ولتاژ اتصال باز آنتن متناسب است. از طرفی داریم

$$V_{oc} = leff^* \cdot E_i$$

بنابراین حد اکثر قدرت، وقتی دریافت میشود که طول موثر و میدان هم جهت بوده و از نظر فازی نیز یکسان باشند، یعنی

$$V_{ocmax} = |leff| |E_i|$$

به این ترتیب ضریبی بنام ضریب بهره پلاریزاسیون بصورت زیر تعریف میشود که بمعنی نسبت قدرت دریافتی یک آنتن به حداکثر قدرت دریافتی ممکن است.

$$\eta_p = \frac{|E_i \cdot leff^*|^2}{|E_i|^2 |leff|^2}$$

که میتوان آن را بصورت زیر که با بردارهای یکه میدان و طول موثر، مشخص شده اند، ارائه و بکار برد.

$$\eta_p = \left| \hat{E}_i \cdot \hat{leff}^* \right|^2$$

مثلا، ضریب بهره یک آنتن با پلاریزاسیون خطی، و یک موج با پلاریزاسیون دایروی از رابطه بالا برابر است با

$$\hat{leff} = \hat{y}$$

$$\hat{E}_i = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} + j \hat{y})$$

$$\eta_p = \left| \hat{E}_i \cdot \hat{leff}^* \right|^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{x} + j \hat{y}) \cdot \hat{y} = \frac{1}{2}$$

یعنی با یک آنتن با پلاریزاسیون خطی، فقط نصف حد اکثر قدرت قابل دریافت از پلاریزاسیون دایروی را میتوان استفاده کرد. به راحتی میتوان از رابطه بالا دریافت که ضریب بهره آنتن با پلاریزاسیون دایروی راست گرد از موج چپ گرد برابر با ۱ و از موج راست گرد برابر صفر است.

۳-۴-۲- پلاریزاسیون متعامد

ساخت آنتن با پلاریزاسیون خطی و یا دایروی کامل، بسیار مشکل است. و در حالت کلی، پلاریزاسیون بیضی است. در مورد پلاریزاسیون خطی، این بیضی بسیار نازک و در حالت دایروی بیضی نزدیک به دایره است. در هر دو حالت میدان عمود بر میدان اصلی را، پلاریزاسیون متعامد آنتن مینامیم که ما معمولا سعی داریم این مقدار حتی الامکان کاهش یابد.

۳-۵- قدرت تشعشی موثر (یا معادل) ایزوتروپیک [۳]

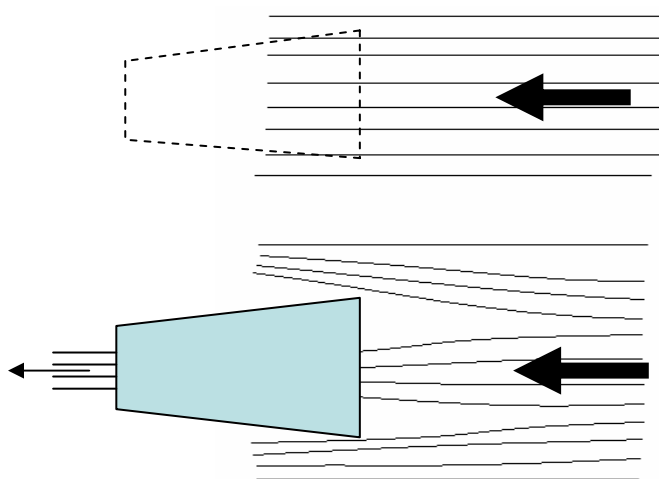
اگر گین آنتن G_t بوده و قدرت جذب شده توسط آنتن (با توجه به افت خط و یا عدم تطبیق ها) برابر با P_t باشد، مقدار زیر تعریف میشود.

$$EIRP = P_t G_t$$

درحقیقت این مقدار مشخص میکند که برای اینکه شدت تشعشع یک آنتن ایزوترپیک ، با شدت تشعشع یک آنتن با گین مشخص مساوی باشد ، قدرت ورودی آن باید به اندازه گین آنتن بیشتر باشد.

۳-۶- سطح موثر آنتن ها (Effective aperture) [۷]

یک مفهوم مناسب برای چگونگی توجیه دریافت انرژی توسط آنتن ها ، سطح موثر است. مثلا دریک آنتن بوقی ، که بعدا مورد بررسی قرار میدهیم ، سطح فیزیکی آنتن مشخص است اما بعلت اینکه وجود آنتن در فضا باعث آشفتگی میدان تابشی، در فضا میشود ، قدرت دریافتی برابر با دانسیته قدرت، ضرب در سطح فیزیکی آن، نیست. شکل زیر این موضوع را برای یک جریان آب (بجای موج) و یک قیف (بجای آنتن) نشان میدهد.



شکل ۳-۱۰

بنا به تعریف ، سطح موثر آنتن سطحی است که اگر در دانسیته قدرت رسیده به آنتن (با وضعیت پلاریزاسیون مناسب) ضرب شود ، قدرت دریافتی را بیان کند.

$$W_r = P_i A_e$$

$$A_e = \frac{W_r}{P_i}$$

در مبحث قضیه هم پاسخی در امواج ، خواهیم دید که بین دایرکتیویته (و یا گین) و سطح موثر رابطه

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G$$

برقرار است. معمولا سطح موثر آنتن با سطح فیزیکی آن، دارای یک نسبتی است که بصورت زیر بیان میشود.

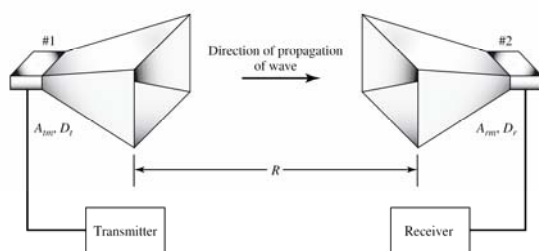
$$A_e = \eta A_p$$

واضح است که سطح موثر، از سطح فیزیکی کمتر است . از رابطه سطح موثر و گین نتیجه میشود که حتی اگر سطح موثر آنتن

با سطح فیزیکی هم مساوی شود ، مقدار گین از مقدار $G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_p$ بیشتر نخواهد شد. مثلا حداکثر گین یک آنتن بشقابی با قطر ۹۰ سانتی متر در فرکانس ۱۰ گیگا هرتز ۳۹,۵ dB است.

۷-۳- رابطه بین آنتن فرستنده و گیرنده: رابطه انتقال فریس (Friss) [۱]

با استفاده از این رابطه میتوان قدرت دریافتی یک آنتن گیرنده را، از یک آنتن فرستنده، با توجه به گین، فاصله و فرکانس کار، محاسبه کرد.



شکل ۱۱-۳

اگر قدرت ورودی آنتن فرستنده P_t و گین آن G_t باشد، مقدار دانسیته قدرت شعشی آن (درجهت مورد نظر که گین تعیین میکند) برابر است با:

$$P_i = \frac{W_t}{4\pi d^2} G_t$$

اگر سطح موثر آنتن گیرنده A_e باشد، مقدار قدرت دریافتی برابر است با:

$$W_r = A_e P_i$$

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_r$$

ویا

$$W_r = A_e P_i = A_e \frac{W_t}{4\pi d^2} G_t = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_r \frac{W_t}{4\pi d^2} G_t$$

ویا

$$W_r = W_t G_t G_r \left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right)^2$$

که این رابطه *Friss* است. معمولاً رابطه بالا را بصورت لگاریتمی نشان میدهند.

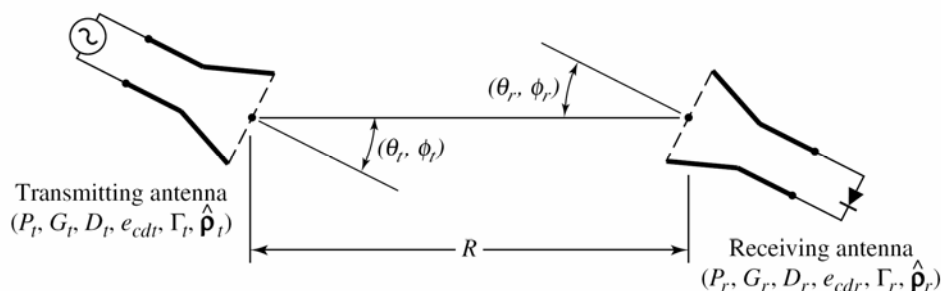
$$W_{rdbw} = W_{tdbw} + G_{tdb} + G_{rdb} + 20 \log\left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right)$$

قسمت سمت راست عبارت بالا را، که به سیستم آنتن ها بستگی نداشته و فقط تابع فرکانس و فاصله است، افت فضای آزاد مینامند.

$$Free\ Space\ loss = 20 \log\left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right)$$

این مقدار بعلت اینکه مخرج کسر خیلی بزرگتر از صورت آن است، خیلی کوچک بوده و لگاریتم آن منفی است. افت فضای آزاد بعلت انتشار کروی موج بوده و در محیط بدون افت، وجود دارد. البته برای محیط با افت، باید این افت به مقدار بالا اضافه شود. از رابطه بالا برای محاسبات اولیه در لینک های مخابراتی استفاده میشود. فاصله بین تکرارکننده های مایکروویو، میتواند تا حدود ۵۰ کیلومتر هم بوده و قدرت فرستنده حدود ۵ وات و قدرت دریافتی گیرنده نیز حدود ۵ میکرووات است. با توجه به این که باید $S/N > 40dB$ باشد، بنابراین سطح نویز زیر $-63dBm$ لازم است که برای فرکانس ۶ گیگاهرتز گین آنتن باید بیش از $40dB$ در نظر گرفته شود.

در حالت کلی، اگر آنتن‌ها دارای ضریب بهره مخالف ۱ بوده، و با زاویه یکدیگر را دیده، پلاریزاسیون آن‌ها نیز یکی نبوده و با گیرنده و فرستنده نیز تطبیق نباشند، این رابطه به صورت زیر خواهد شد..

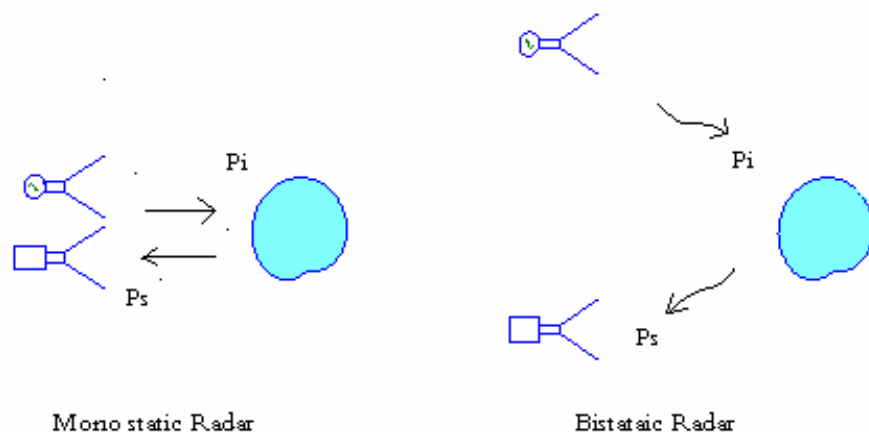


شکل ۳-۱۲

$$\frac{P_r}{P_t} = e_{cdt} e_{cdr} (1 - |\Gamma_t|^2) (1 - |\Gamma_r|^2) \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 D_t(\theta_t, \phi_t) D_r(\theta_r, \phi_r) |\hat{p}_t \cdot \hat{p}_r|^2$$

۳-۸- رادار (RADio Detection And Ranging) [۱,۶]

اگر جسمی در مقابل امواج الکترومغناطیسی قرارگیرد باعث پخش موج در جهات مختلف (انعکاس) میشود. سیستمی که این انعکاسات را آشکار میکند، رادار نامیده میشود. رادار بطور کلی از فرستنده، آنتن فرستنده، گیرنده و آنتن گیرنده و هم چنین سایر سیستم‌های پردازشگر تشکیل شده است.

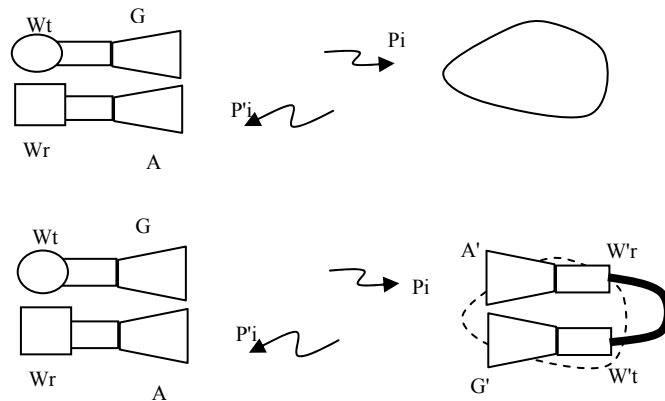


شکل ۳-۱۳

اگر آنتن‌های گیرنده و فرستنده، هردو در یک محل واقع شده باشند (یا معمولاً یکی باشند)، رادار را مونواستاتیک و در غیر این صورت، بی استاتیک مینامند. شئی مقابل رادار، هدف یا مانع (Target) نامیده میشود. عرض لوب آنتن‌های رادار بین ۱ تا ۱۰ درجه بوده و زمان چرخش رادارهای بزرگ بین ۱ تا ۱۰ ثانیه است. در رادارهای Beacon یا راهنما، یک ترانسپوندر در وسیله متحرک هست که سیگنال رادار را جواب میدهد. این سیستم را IFF (تشخیص دوست از دشمن) نامیده و در فرکانس ۱۰۳۰ مگاهرتز سیگنال فرستاده شده و در فرکانس ۱۰۹۰ مگاهرتز سیگنال جواب ارسال میشود.

۳-۸-۱- هدف راداری یک تکرارکننده غیرفعال [۱]

اگر هدف را بصورت یک آنتن گیرنده با گین G' و سطح موثر A' در نظر بگیریم ، چنانچه قدرت فرستنده W_t و گین آنتن آن G و سطح موثر آن A باشد ، چگالی قدرت رسیده به هدف برابر است با :



شکل ۳-۱۴

$$P_i = \frac{W_t}{4\pi d^2} G$$

پس قدرت دریافتی آنتن گیرنده هدف، از رابطه زیر حساب میشود.

$$W_r' = A' P_i$$

این قدرت، بطرف آنتن فرستنده هدف رفته و چون گین آن G' است ، پس چگالی قدرت پخش شده توسط آن در محل آنتن گیرنده رادار برابر است با

$$P_i' = \frac{W_r'}{4\pi d^2} G' = \frac{W_t'}{4\pi d^2} G'$$

چون گین آنتن گیرنده رادار G و سطح موثر آن A است بنابراین قدرت دریافتی این آنتن برابر خواهد بود با

$$W_R = A P_i' = A \frac{W_t'}{4\pi d^2} G' = AG \frac{W_t}{(4\pi d^2)} G'$$

با قراردادن $A = \frac{\lambda^2}{4\pi} G$ و $G' = \frac{4\pi}{\lambda^2} A'$ خواهیم داشت:

$$(۱-۳) \quad W_R = \frac{W_t' A'^2 G^2}{(4\pi d^2)^2}$$

براحتی برای حالت بی استاتیک میتوان رابطه را بصورت زیر بدست آورد.

$$W_R = \frac{W_t' A_R A'^2 G_t}{4\pi \lambda^2 R_1^2 R_2^2}$$

که G_t و A_R مربوط به آنتن های فرستنده و گیرنده رادار بوده و R_1 و R_2 ، فواصل هدف تا فرستنده و گیرنده هستند. هر دو رابطه بالا نشان میدهند که قدرت دریافتی به مجذور سطح موثر وابسته است. واضح است که معمولا سطح موثر از سطح فیزیکی کمتر بوده ولی بهر حال در حالت صفحات مسطح بزرگ میتوان مقدار A' را همان سطح فیزیکی در نظر گرفت . در این مورد بعدا بیشتر صحبت خواهد شد.

۳-۸-۲- سطح مقطع راداری (Radar Cross Section (R.C.S)) [۱,۳,۴,۶]

سطح مقطع (در حالت بی استاتیک) و سطح مقطع راداری (در حالت مونو استاتیک) ، بنا به تعریف ، سطحی است که اگر در دانسیته قدرت رسیده ضرب شود ، و انرژی حاصل بطور ایزو تروپیک پخش شود ، برابر با دانسیته موج اسکتر شده از هدف باشد. یعنی

$$\frac{\sigma P_i}{4\pi d^2} = P_s$$

بنابراین

$$\sigma = \frac{4\pi d^2 P_s}{P_i}$$

۳-۸-۳- معادله رادار Radar equation [۱,۳,۶]

اگر سطح مقطع راداری یک شیء σ باشد ، دانسیته قدرت رسیده به آنتن گیرنده برابر با

$$P_s = \frac{\sigma P_i}{4\pi d^2}$$

بوده و قدرت دریافتی توسط گیرنده برابر است با

$$W_R = A_R P_s$$

و چون $P_i = \frac{W_T}{4\pi d^2} G_T$ است (ضمناً چون آنتن گیرنده و فرستنده یکی هستند پس $A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_t$) پس

$$W_R = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_t \frac{\sigma}{4\pi d^2} \frac{W_T}{4\pi d^2} G_t$$

ویا

$$(۲-۳) \quad W_R = W_T G_T^2 \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3 d^4} \sigma$$

رابطه بالا نشان میدهد که قدرت دریافتی با توان چهارم مسافت تضعیف میشود. واضح است که در این معادلات، مانند هر ارسال و دریافت دیگر ، ضرائب عدم تطبیق امپدانس و پلاریزاسیون هم میتوانند وارد شوند.

سطح مقطع راداری اجسام با شکل هندسی ساده ، مانند کره و سیلندر ، با استفاده از حل مسائل حدی (B.V.P.) باروش های مختلف تحلیلی محاسبه میشوند و برای ساختمانهای پیچیده تر روشهای تحلیل عددی و یا اندازه گیری آن را تعیین میکند [۱۰,۱۱,۱۵]. مثلاً سطح مقطع رادار یک کره بزرگ مساوی سطح دایره عظیمه آن یعنی πa^2 است. هم چنین از مقایسه روابط ۳-۱ و ۳-۲ نتیجه میشود که

$$\sigma = \frac{4\pi A^2}{\lambda^2}$$

است. درمورد صفحه های بزرگ ، سطح موثر تقریباً با سطح فیزیکی یکی است و میتوان سطح مقطع را با تقریب از رابطه بالا بدست آورد. در شکل های زیر رابطه سطح مقطع راداری، و هم چنین حدود سطح مقطع راداری بعضی از اشیاء در فرکانس ۱۰ گیگا هرتز را می بینید.

۳-۸-۴- رادار داپلر Doppler effect [۱]

اگر هدف متحرک باشد ، فرکانس سیگنال دریافتی ، با سیگنال ارسالی اختلاف داشته و از این خصوصیت برای تشخیص هدف متحرک و یا سرعت هدف استفاده میشود.

اگر فاصله رادار و هدف d باشد ، موج تابش بصورت $E_t = Ae^{j\omega t}$ بوده و موج برگشتی بصورت $E_r = Be^{j\omega t} e^{-2j\beta d}$ خواهد بود. در صورتیکه هدف متحرک و دارای سرعت ثابت v باشد، بنابراین داریم

$$d = d_0 + vt$$

به این ترتیب میتوان نوشت:

$$E_r = Be^{j(\omega - 2\beta v)t} e^{-2j\beta d_0}$$

میتوانیم رابطه بالا را بصورت زیر نشان دهیم

$$E_r = B'e^{j\omega(1-2v/c)t}$$

واین به معنی آن است که فرکانس موج دریافتی برابر با

$$f = f_0 \left(1 - \frac{2v}{c}\right)$$

است . اگر v مثبت باشد ، فرکانس کاهش یافته و اگر منفی باشد افزایش خواهد یافت .

TYPE	DIMENSIONS	MAXIMUM		ANGULAR RESPONSE	
		A_T	σ	θ	ϕ
SPHERE		$\frac{a\lambda}{2}$	πa^2	360°	360°
CYLINDER		$b\sqrt{\frac{a\lambda}{2}}$	$\frac{2\pi ab^2}{\lambda}$	360°	SHARP
FLAT PLATE		ab	$\frac{4\pi a^2 b^2}{\lambda^2}$	SHARP	SHARP
DIHEDRAL CORNER		$\sqrt{2}ab$	$\frac{8\pi a^2 b^2}{\lambda^2}$	$\pm 30^\circ$ (TO -10 DB ECHO LEVELS)	SHARP
TRIANGULAR TRIHEDRAL		$\frac{a^2}{\sqrt{3}}$	$\frac{4\pi a^4}{3\lambda^2}$		
SQUARE TRIHEDRAL		$\sqrt{3}a^2$	$\frac{12\pi a^4}{\lambda^2}$		
NOTES	A_T = EQUIVALENT FLAT-PLATE AREA OF TARGET σ = SCATTERING CROSS SECTION OF TARGET $\sigma = 4\pi \frac{A_T^2}{\lambda^2}$ $P_R = P_T \frac{A_R^2 A_T^2}{\lambda^4 d^4} = P_T \frac{A_R^2 \sigma}{4\pi \lambda^4 d^4}$ (FREE-SPACE TRANSMISSION) P_T = POWER EMITTED BY RADAR P_R = ECHO POWER COLLECTED BY RADAR d = DISTANCE FROM RADAR TO TARGET A_R = EFFECTIVE AREA OF RADAR ANTENNA = $\frac{G\lambda^2}{4\pi}$, WHERE G = GAIN λ = WAVELENGTH IN SAME UNITS AS d , $\sqrt{A_R}$ AND $\sqrt{A_T}$ ALL DIMENSIONS ARE ASSUMED LARGE IN WAVELENGTHS θ AND ϕ ARE ANGLES BETWEEN THE DIRECTION TO THE RADAR ANTENNA AND THE MAXIMUM RESPONSE AXIS OF THE TARGET				

FIG. 17-27 Characteristics of various types of radar targets. The columns labeled A_T and σ give the maximum values of these quantities for optimum orientation of the target. G is the gain of an antenna over an isotropic radiator.

در انعکاس راداری باید به پلاریزاسیون موج توجه داشت. مثلا اگر موج با پلاریزاسیون دایروی مثلا راست گرد، به هادی برخورد کند، با توجه به اینکه هر دو مولفه 180° درجه تغییر فاز پیدا میکنند بنابراین پلاریزاسیون موج منعکسه نیز راست گرد، (البته در جهت انعکاس) است. که بنابراین اگر آنتن فرستنده و گیرنده یکی باشد، سیگنال دریافتی توسط گیرنده، چون پلاریزاسیون موج رسیده را چپ گرد می بیند، صفر است. مثلا قطرات باران روی انعکاس راداری با پلاریزاسیون دایروی اثر ندارند. رفلکتور زاویه ای دو صفحه ای (*Dihedral*) بعلت اینکه موج دو بار منعکس میشود، توسط این گونه رادارها دیده شده ولی رفلکتور های سه صفحه ای (*Trihedral*) بعلت سه بار انعکاس دیده نمیشوند.

در شکل و جدول زیر مقدار سطح مقطع راداری بعضی از اجسام در باند فرکانسی X نشان داده شده است.

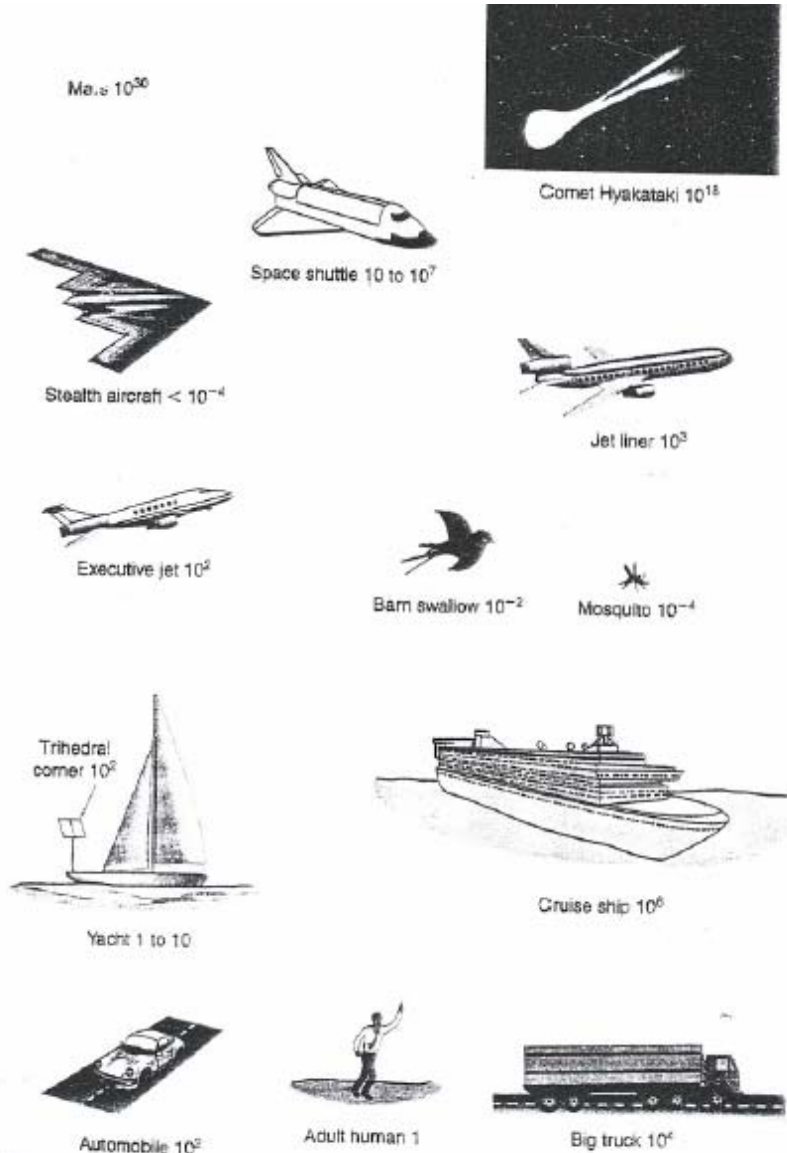


Figure 12-15
Land, sea, air and space objects with RCS values in square meters at 10 GHz

شکل ۳-۱۶

TABLE 2.2 RCS of Some Typical Targets

Object	Typical RCSs [22]	
	RCS (m^2)	RCS (dBsm)
Pickup truck	200	23
Automobile	100	20
Jumbo jet airliner	100	20
Large bomber <i>or</i> commercial jet	40	16
Cabin cruiser boat	10	10
Large fighter aircraft	6	7.78
Small fighter aircraft <i>or</i> four-passenger jet	2	3
Adult male	1	0
Conventional winged missile	0.5	-3
Bird	0.01	-20
Insect	0.00001	-50
Advanced tactical fighter	0.000001	-60

۴- رشته آنتن ها *Antenna arrays*

همانطور که در بررسی آنتن های سیمی دیدیم ، پرتو این آنتن ها اکثرا نسبت به محور آنتن متقارن بوده و بنابراین دایرکتیویته محدود است . برای افزایش دایرکتیویته و یا کم کردن عرض لوب ، میتوان از چندین آنتن بطور همزمان استفاده کرد که آنرا رشته آنتن مینامیم. معمولا همه آنتن های بکار رفته در رشته آنتن دارای یک شکل و یک وضعیت هستند. پرتو رشته آنتن تابعی از شکل رشته ، فاصله آنتن ها ، دامنه و فاز جریان تغذیه و بالاخره نوع هر یک از آنها است. شکل رشته آنتن ها معمولا بصورت خطی *Linear* که آنتن ها با فاصله مساوی روی یک خط قرار میگیرند ، صفحه ای *Planar* که آنتن ها در یک صفحه مسطح با وضعیت های مختلف ، مثل دایروی ، مربعی ، مثلثی و یا ماتریسی قرار می گیرند ، و یا در حالت کلی روی یک سطح انحنا دار *Conformal* و یا حتی داخل یک حجم واقع میشوند ، است. رشته آنتن های سیمی بیشتر در باند فرکانسی *UHF, VHF, HF* بکار میروند .

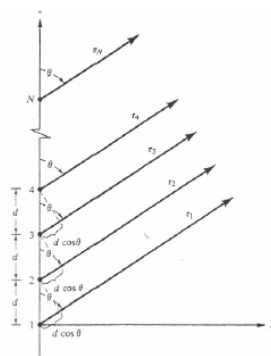
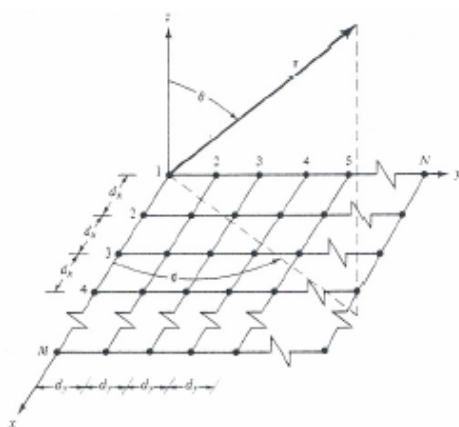
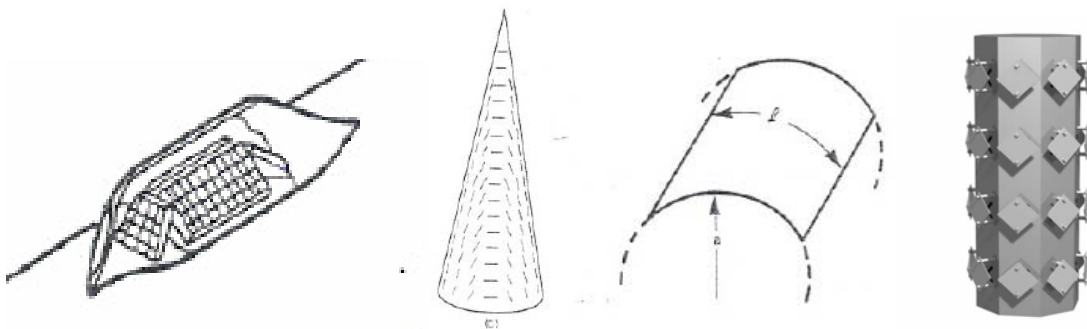


Figure 5.4 Far-field geometry of N -element array of isotropic sources positioned along the z -axis.



شکل ۴-۱

۴-۱- روابط کلی رشته آنتن ها [۷]

همان طور که قبلا دیدیم ، در حالت کلی ، میدان دور یک آنتن را میتوان بصورت زیر نشان داد:

$$E(R) = IF(\theta, \phi) \frac{e^{-j\beta R}}{R}$$

که I جریان تغذیه و $F(\theta, \phi)$ پرتو آنتن و R فاصله آنتن تا نقطه مورد مطالعه است.

اگر N آنتن در نقاط مختلف قرار گرفته باشند، و از اثر متقابل آنتن ها (که بعدا در این مورد صحبت خواهد شد) صرفنظر شود، میتوان میدان کلی را حاصلجمع تک تک آنها دانست. یعنی:

$$E = \sum_1^N E_i = \sum_1^N I_i F_i(\theta, \varphi) \frac{e^{-j\beta R_i}}{R_i}$$

اگر همه آنتن ها مشابه بوده و در یک وضعیت قرار گرفته باشند، پرتو همه آنها یکی بوده و بنابراین

$$F_i = f(\theta, \varphi)$$

و در نتیجه رابطه بصورت زیر در خواهد آمد

$$E = f(\theta, \varphi) \sum_1^N I_i \frac{e^{-j\beta R_i}}{R_i}$$

رابطه بالا نشان میدهد که پرتو رشته آنتن از حاصلضرب دو قسمت، یکی پرتو آنتن های منفرد و دیگری ضریبی که بستگی به تغذیه I_i و محل آنتن ها R_i در رشته دارد، تشکیل شده است. قسمت دوم، یا عبارت

$$AF = \sum_1^N I_i \frac{e^{-j\beta R_i}}{R_i}$$

را ضریب رشته یا *Array-factor* مینامیم. واضح است که اگر در یک رشته آنتن معین، آنتن های تشکیل دهنده رشته را تغییر دهیم، این ضریب تغییر نخواهد کرد.

در حالت خاص، که آنتن ها نقطه ای، یا ایزوتروپیک باشند، یعنی میدان آنها تابعی از زاویه های θ و φ نباشد $f(\theta, \varphi) = 1$ بوده و بنابراین معادله کلی رشته آنتن همان ضریب رشته خواهد بود.

$$E = AF = \sum_1^N I_i \frac{e^{-j\beta R_i}}{R_i}$$

با استفاده از این خصوصیت، برای بررسی رشته ها، ابتدا فرض میکنیم که آنتن ها نقطه ای هستند، و پس از تعیین پرتو رشته آنتن نقطه ای، مقدار پرتو آنتن واحد، یعنی $f(\theta, \varphi)$ را در آن ضرب کرده و معادله یا شکل پرتو رشته آنتن را بدست میآوریم. معمولا پرتو هر آنتن را پرتو واحد (*Unit-pattern*) و ضریب رشته را پرتو گروه و یا (*Group-pattern*) مینامند، و پرتو کلی از حاصل ضرب این دو حاصل میشود.

$$E = AF \times UP$$

رابطه ضریب رشته، در حالات خاصی بصورت های ساده در آمده و براحتی قابل تحلیل است. برای حالت کلی و یا موقعی که رابطه تبدیل به یک رابطه ساده نمی شود، میتوان از برنامه نویسی با کامپیوتر استفاده کرد.

۲-۴- رشته آنتن خطی یکنواخت نقطه ای *Uniform linear point source array*

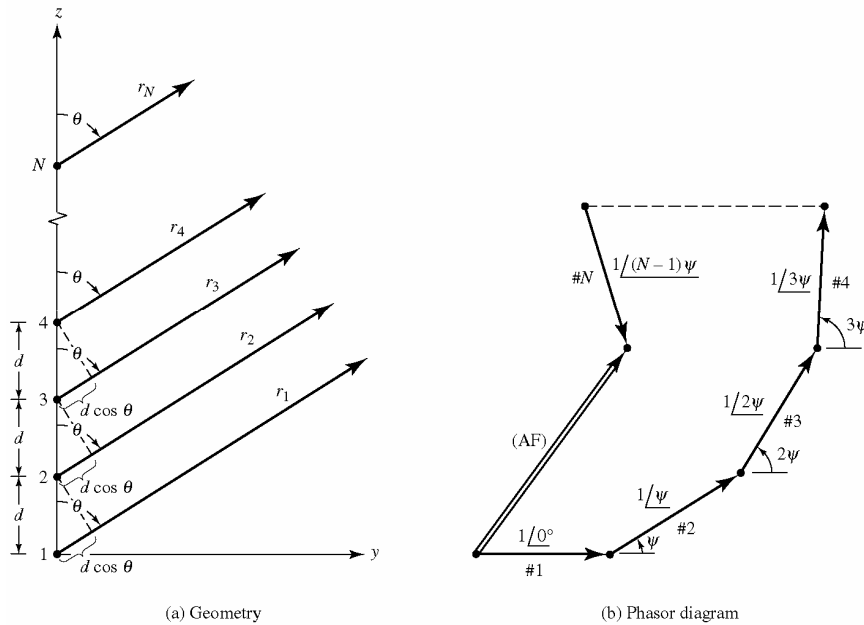
در این رشته، آنتن ها نقطه ای بوده، دارای جریان با دامنه مساوی، با اختلاف فاز ثابت α از یک آنتن به آنتن بعدی، فاصله d تعداد آنها N و روی یک خط راست قرار گرفته اند. برای سهولت فرض میشود این خط محور z باشد.

با توجه به شکل، مقدار $I_i = Ie^{j\alpha i}$ و $R_i = r_0 - id \cos(\theta)$ بوده و بنابراین داریم (در مخرج $R_i = r_0$ فرض میکنیم)

$$E = \sum_0^{N-1} I_i \frac{e^{-j\beta R_i}}{R_i} = I \frac{e^{-j\beta r_0}}{r_0} \sum_0^{N-1} e^{j(\alpha + \beta d \cos(\theta))i}$$

با فرض $\psi = \alpha + \beta d \cos(\theta)$ و $E'_0 = I \frac{e^{-j\beta r_0}}{r_0}$ خواهیم داشت:

$$E = E'_0 (1 + e^{j\psi} + e^{j2\psi} + e^{j3\psi} + \dots + e^{j(N-1)\psi}) = E'_0 \frac{1 - e^{jN\psi}}{1 - e^{j\psi}} = E_1 \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}$$



شکل ۴-۲

این رابطه ضریب رشته برای یک رشته آنتن یکنواخت است. برای حالتی که فقط دو آنتن وجود داشته باشد رابطه بصورت $E = 2E_1 \cos(\psi/2)$ در میآید.

۴-۲-۱- پرتو عمومی (Universal pattern)

منحنی $E(\psi)$ را اصطلاحاً پرتو عمومی مینامند. این پرتو برای همه رشته آنتن های N تایی نقطه ای با هر فاصله و اختلاف فاز، یکسان است. معمولاً E را نسبت به E_0 نرمالیزه کرده و بصورت زیر نشان میدهند.

$$E = \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}$$

شناخت پرتو عمومی، کمک بزرگی به تحلیل سریع رشته آنتن ها میکند. در زیر خصوصیات اصلی مورد بررسی قرار میگیرند.

۱- محل صفر های پرتو Nulls

صفرها به ازای صفر شدن صورت (وقتی مخرج صفر نشود) پیش میآیند. و بنابراین داریم:

$$\psi_0^k = \pm 2k\pi / N, k = 1, 2, 3, \dots$$

باید توجه داشت که اگر $k = 0$ باشد مخرج کسر هم صفر شده و دامنه به حد اکثر خود میرسد

۲- محل و دامنه لوب اصلی یا دامنه حداکثر

واضح است که لوب اصلی در جایی که میدان همه آنتن ها بطور هم فاز با هم جمع شوند، قرار خواهد داشت. بنابراین ماکزیمم در $\psi_m = \pm 2k\pi, k = 0, 1, 2, 3, \dots$ است. دامنه لوب اصلی نیز با قراردادن مقدار بالا

در معادله ضریب رشته و رفع ابهام آن برابر با مقدار N (نرمالیزه شده) است. البته، بطور ساده نیز میدانیم که حداکثر دامنه چند آنتن، چند برابر دامنه یکی از آنها است.

۳- محل لوبهای فرعی و دامنه اولین لوب فرعی

اگر تعداد آنتن ها زیاد باشد، مشخص است که تغییرات میدان $E = \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}$ بیشتر بعلت تغییرات صورت است. چون صورت N بار بیشتر از مخرج کسر تغییر میکند. بنابراین، با تقریب خوب، میدان جائی ماکزیمم میشود که صورت ماکزیمم باشد. یعنی $\psi_1^k = \pm(2k+1)\pi/N$. به این ترتیب محل اولین لوب فرعی در $\psi_1^1 = 3\pi/N$ است. که دامنه میدان در این نقطه برابر با

$$E_1 = \frac{\sin(3\pi/2)}{\sin(3\pi/(2N))} \approx 2N/(3\pi)$$

میشود.

۴- نسبت دامنه لوب اصل به دامنه اولین لوب فرعی

معمولا (نه همیشه) دامنه اولین لوب فرعی چسبیده به لوب اصلی از دامنه همه لوبهای فرعی دیگر بزرگتر است. که البته این موضوع در مورد رشته آنتن یکنواخت همیشه صادق است. بنابراین اگر از دامنه اولین لوب مطمئن شویم، از بقیه لوبها مطمئن خواهیم بود. این نسبت در رشته آنتن یکنواخت برابر با

$$\frac{E_m}{E_1} = \frac{N}{2N/(3\pi)} = \frac{3\pi}{2}$$

این مقدار برحسب دسی بل برابر با ۱۳,۵ است.

$$E_{\max} / E_{FSL} \approx 13,5dB \dots N \rightarrow \infty$$

همانطور که نشان داده شده، این حداکثر اختلاف دو لوب است و بیشتر از این امکان ندارد. بنابراین همان طور که بعدا خواهیم دید برای نسبت لوب اصلی به فرعی بالاتر از ۱۳,۵ دسی بل، از سایر رشته آنتن ها استفاده میشود. عدد ۱۳,۵ برای حالتی است که تعداد آنتن ها بینهایت باشد و اگر این تعداد کمتر باشد همانطور که در شکل زیر با مقیاس خطی و لگاریتمی، نشان داده شده این مقدار کمتر هم خواهد شد [۷].

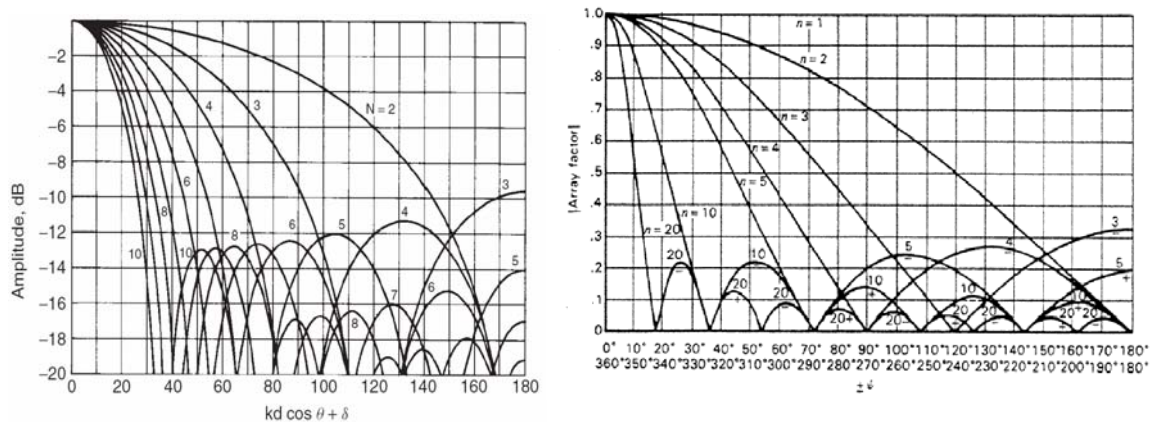
در بررسی بالا متوجه شدیم که ماکزیمم در

$$\psi_m = \pm 2k\pi$$

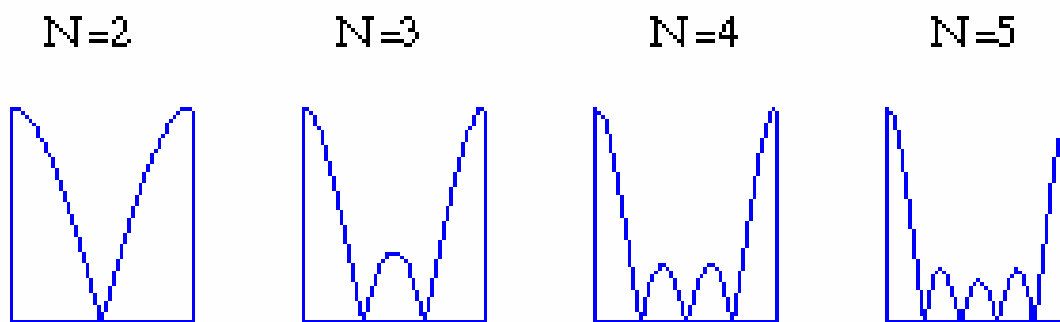
واقع شده، صفرها در

$$\psi_0^k = \pm 2k\pi / N.$$

قرار گرفته و لوبهای فرعی نیز تقریبا وسط صفرها هستند. پس برای رسم منحنی ضریب پرتو، کافی است که محور ψ ، بطول 2π را به N قسمت تقسیم کرده و مانند شکل های زیر، لوب های اصلی و فرعی را روی آن بطور تقریبی، مشخص کنیم. واضح است که منحنی ها پررودیک بوده و تکرار میشود.



شکل ۳-۴



شکل ۴-۴

۲-۲-۴ روش ترسیم پرتو رشته آنتن [۲۱]

منحنی $E(\psi)$ پرتو عمومی بوده و مستقل از فاصله و فاز آنتن ها است. برای رسم پرتو رشته آنتن، باید $E(\theta)$ را رسم کرد. برای رسم سریع این منحنی از رابطه

$$\psi = \alpha + \beta d \cos(\theta)$$

که ارتباط بین θ و ψ را بر حسب α و d تعیین میکند استفاده میکنیم. در زیر، مراحل این روش ترسیمی توضیح داده میشود.

۱- پرتو عمومی رسم میشود.

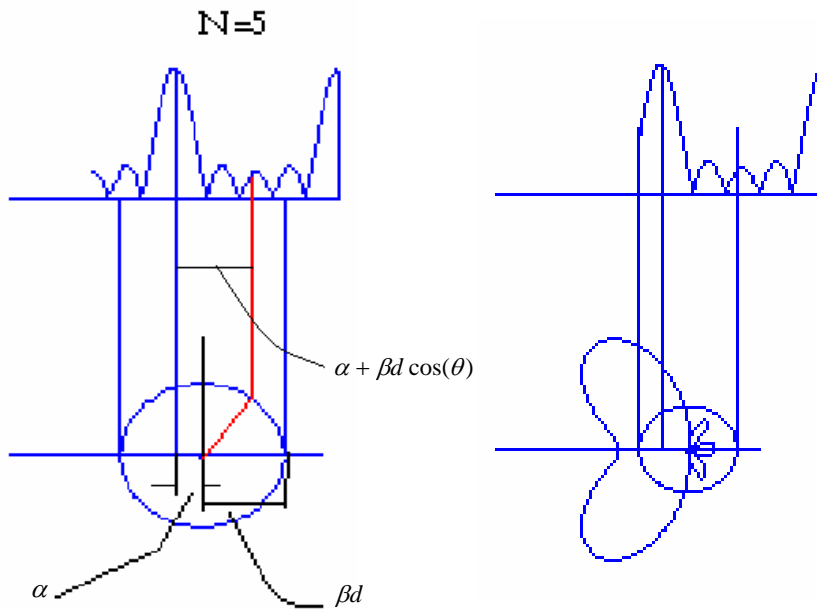
۲- محور بطرف پائین ادامه داده شده و در یک نقطه دلخواه، خطی به موازات محور رسم میکنیم.

۳- روی خط اخیر نقطه ای با فاصله α انتخاب میکنیم.

۴- دایره ای به مرکز این نقطه و شعاع βd رسم میکنیم.

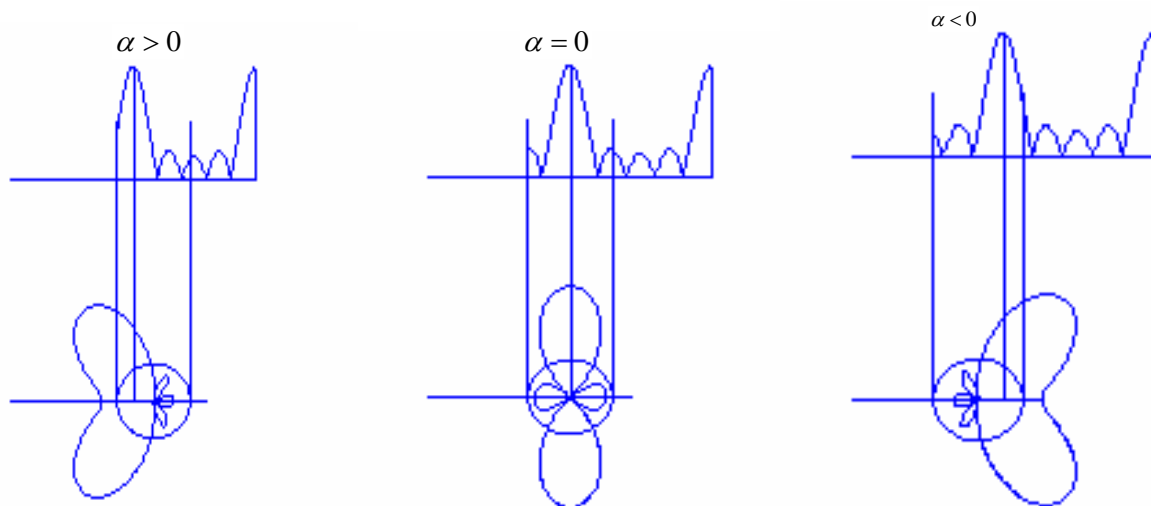
۵- چون تصویر شعاع دایره روی این محور برابر با $\beta d \cos(\theta)$ است (θ هر زاویه انتخابی با محور موازی مطابق شکل)، پس فاصله نقطه روی دایره تا محور E برابر با $\alpha + \beta d \cos(\theta)$ بوده و برابر با ψ است. و چون $E(\psi)$ قبلا رسم شده روی شعاع دایره طولی به اندازه آن انتخاب میکنیم و ادامه میدهیم تا کامل شود. شکل دست راست کامل شده شکل قبلی است.

معمولا فقط نقاط مهم ، یعنی صفرها و ماکزیمم ها مشخص میشوند و بقیه نقاط با تقریب کشیده میشوند. منحنی ، نسبت به محوری که آنتن ها روی آن قرار گرفته اند متقارن است و نیمه پائینی کاملا شبیه نیمه بالایی است. هر چه تعداد آنتن ها زیاد تر باشد ، لوب اصلی باریک تر شده و تعداد لوبهای فرعی نیز افزایش خواهد یافت . در ادامه ، اثر فاز و فاصله آنتن ها را در شکل پرتو بررسی میکنیم.



۴-۲-۱- اثر فاز آنتن ها

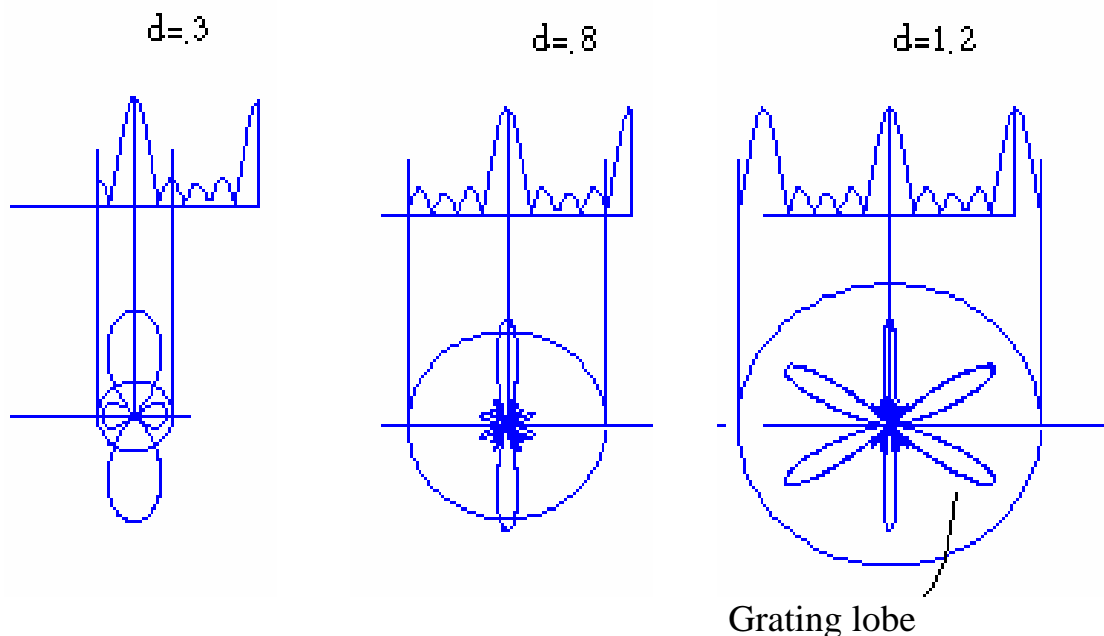
همان طور که در شکل های زیر دیده میشود ، با تغییر فاز آنتن ها میتوان پرتو رشته آنتن را تغییر داده و جهت لوب اصلی آن را عوض کرد



حالتی را که اختلاف فاز صفر است اصطلاحاً براد ساید [*Broad side(B.S)*] مینامند و خصوصیت آن داشتن لوب اصلی در جهت عمود بر محور رشته آنتن و همه جهته (*Omni directional*) است

۲-۲-۲-۴- اثر فاصله آنتن ها

از دیاد فاصله آنتن ها ، باعث باریک شدن لوب اصلی و در عوض بوجود آمدن لوبهای فرعی بیشتر میشود در شکلهای زیر این موضوع برای حالت $B.S(\alpha = 0)$ نشان داده شده است.
اگر فاصله از حدی زیاد تر شود (در حالت $B.S$ اگر $d > \lambda$ باشد) لوبهای اصلی دیگری نیز به وجود میاید که آنها را *Grating-lobe* مینامند.

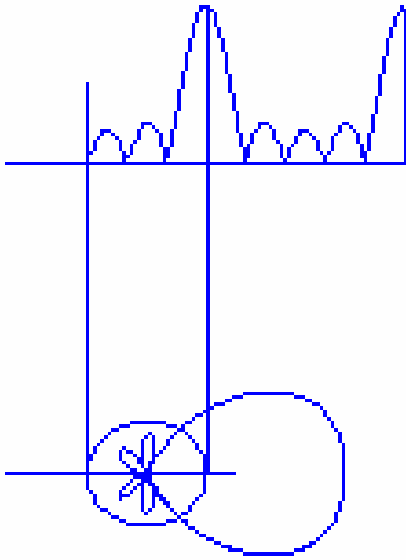


شکل ۷-۴

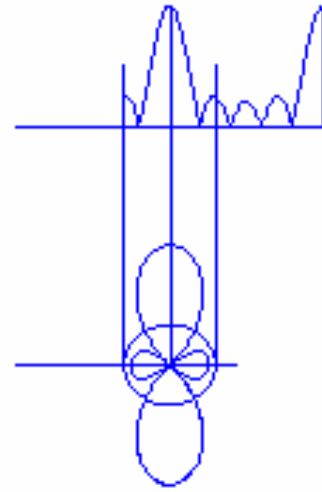
۳-۲-۲-۴- رشته آنتن های خاص

دو حالت خاص در مورد طرح رشته آنتن ها بیشتر مورد نظر است. یکی ، همان طور که قبلاً گفته شد حالت *Broad side(B.S)* است که در آن حالت پرتو دارای لوب اصلی در جهت عمود بر محور رشته آنتن بوده و همه جهته است . حالت خاص دیگر حالتی است که لوب اصلی در جهت محور رشته آنتن قرار بگیرد. که در این حالت مقدار ψ به ازای $\theta = 0$ برابر صفر شده و بنابراین باید $\alpha = -\beta d$ باشد. این حالت *End fire(E.F.)* نامیده میشود. در این حالت لوب اصلی در جهت محور رشته بوده و بشکل یک بادکنک است.

$$\alpha = -\beta d$$

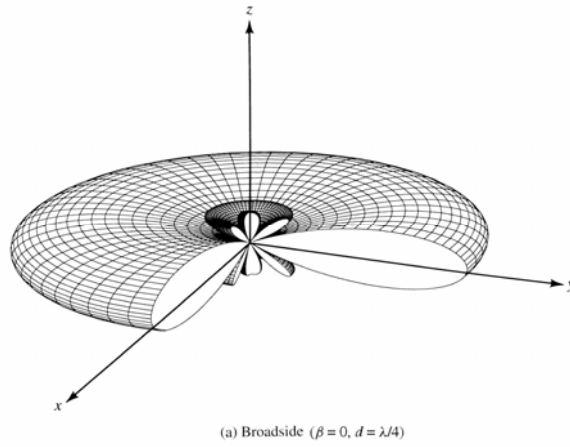
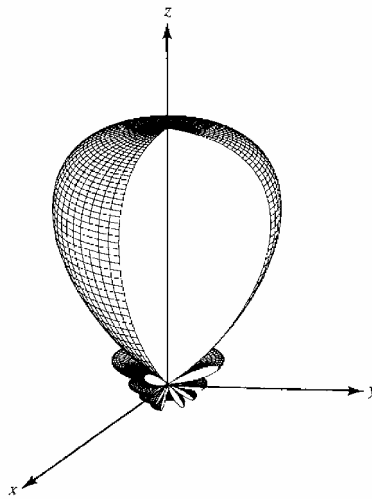


$$\alpha = 0$$



شکل ۸-۴

شکل های زیر پرتو سه بعدی این دو نوع خاص را نشان میدهد.



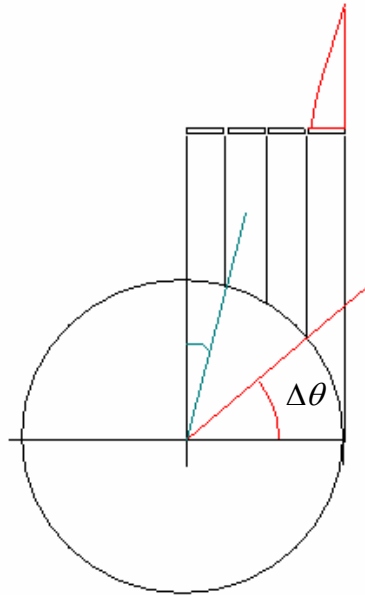
(a) Broadside ($\beta = 0, d = \lambda/4$)

شکل ۹-۴

۴-۲-۳- عرض لوب رشته آنتن *End fire* [۱,۳,۶,۷]

همان طور که گفته شد ، این رشته آنتن دارای لوب بادکنکی و یک جهت است . میتوان عرض لوب آن را بسادگی حساب کرد.

با توجه به شکل زیر ، عرض لوب دو برابر زاویه $\Delta\theta$ است . اما در آنتن *E.F.* مقدار $\alpha = -\beta d$ بوده و $\Delta\theta$ در حقیقت زاویه اولین صفر است . میدانیم که محل صفر ها در $\psi_o^k = \pm 2k\pi / N$ بوده و بنابراین $\psi_o^1 = -2\pi / N$ است پس



شکل ۴-۱۰

$$\psi_o^1 = \alpha + \beta d \cos(\Delta\theta) \Rightarrow -2\pi / N = \beta d [\cos(\Delta\theta) - 1]$$

است. اگر تعداد آنتن ها زیاد باشد ، $\Delta\theta$ کوچک بوده و میتوان از بسط محدود $\cos(\Delta\theta)$ استفاده کرد. یعنی

$$-2\pi / N = \beta d [1 - (\Delta\theta)^2 / 2 - 1]$$

$$\Delta\theta = \sqrt{2\lambda / (Nd)}$$

$$BW = 2\Delta\theta = 2\sqrt{2\lambda / (Nd)}$$

توجه شود که رابطه فقط برای تعداد زیاد آنتن ها معتبر است.

برای بدست آوردن عرض لوب نصف قدرت *HPBW* رابطه ضریب فضا را ، برای تعداد زیاد آنتن ، بصورت زیر مینویسیم

$$E = \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)} \approx N \frac{\sin(N\psi/2)}{N\psi/2} = N \frac{\sin(U)}{U}$$

$$U = N\psi/2$$

میدانیم که ماکزیمم E برابر با N است ، پس برای آنکه قدرت نصف شود ، باید E برابر با $N/\sqrt{2}$ باشد. با استفاده از منحنی

ها و جداول $\frac{\sin(U)}{U}$ ، این برای $U = 1.391$ اتفاق میافتد. پس

$$U = N\psi/2 = 1.391 \Rightarrow \psi = 2.782 / N$$

اما میدانیم که در رشته *E.F.* ، مقدار $\psi = \beta d [\cos(\Delta\theta) - 1]$ است ، بنابراین

$$\psi_{1/2} = 2.782 / N = \beta d [\cos(\Delta\theta_{1/2}) - 1]$$

با کمی محاسبات، خواهیم داشت:

$$\Delta\theta_{1/2} = \sqrt{.886\lambda / (Nd)}$$

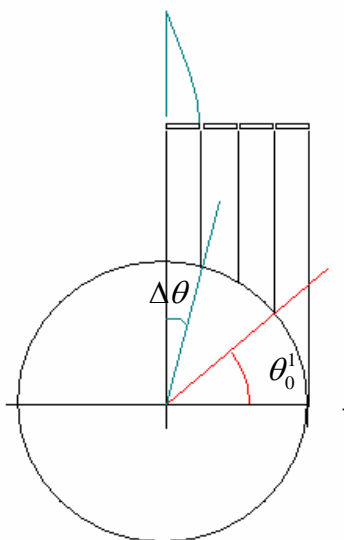
$$HPBW = 2\sqrt{.886\lambda / (Nd)}$$

۴-۲-۴- عرض لوب رشته B.S.

در این رشته، لوب اصلی بصورت همه جهته بوده و در $\theta = \pi/2$ قرار دارد و بنابراین مطابق شکل زیر عرض لوب برابر

با

$$2\Delta\theta = 2(\pi/2 - \theta_0^1)$$



شکل ۴-۱۱

است، که θ_0^1 زاویه اولین صفر است. اما در رشته B.S. مقدار $\alpha = 0$ است و بنابراین

$$\psi_0^1 = \beta d \cos(\theta_0^1) \Rightarrow 2\pi / N = \beta d [\cos(\pi/2 - \Delta\theta)] = \beta d \sin(\Delta\theta)$$

است. اگر $\Delta\theta$ کوچک باشد (تعداد آنتن زیاد) مقدار $\sin(\Delta\theta) \approx \Delta\theta$ بوده و داریم

$$2\pi / N = \beta d (\Delta\theta)$$

$$BW = 2\lambda / (Nd)$$

اگر برای عرض لوب نصف قدرت، مانند حالت قبل عمل کنیم، این نتیجه حاصل میشود

$$HPBW = .886\lambda / (Nd)$$

شکل ها و روابط بالا نشان میدهد که عرض لوب رشته B.S. از E.F. کمتر است. ولی همانطور که بعدا خواهیم دید،

دایرکتیویته رشته E.F. بعلا اینکه یک جهته است، از رشته B.S. بیشتر است.

۴-۲-۵- دایرکتیویته رشته آنتن یکنواخت Broad side با تعداد زیاد

اگر برای تعداد زیاد آنتن، ضریب فاکتور رشته آنتن را بصورت

$$E = \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)} = \frac{\sin(N\psi/2)}{\psi/2} = \frac{N \sin(N\psi/2)}{N\psi/2} = N \frac{\sin(U)}{U} \quad U = N\psi/2$$

نشان دهیم ، مقدار دایرکتیویته برابر خواهد بود با

$$D_m = \frac{4\pi\phi_m}{W_r} = \frac{4\pi E_m^2 / \eta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi E^2 / \eta \sin(\theta) d\theta d\phi}$$

که در آن $E_m = N$ است. رابطه بصورت زیر میشود:

$$D_m = \frac{4\pi N^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (N \frac{\sin(U)}{U})^2 \sin(\theta) d\theta d\phi} = \frac{4\pi N^2}{2\pi \int_0^\pi (N \frac{\sin(U)}{U})^2 \sin(\theta) d\theta}$$

مقدار $U = N(\beta d / 2 \cos(\theta))$ و $dU = -N(\beta d / 2 \sin(\theta)) d\theta$ است. با توجه به تغییر متغیری که داده شده ، حدود انتگرال به شکل زیر شده، و انتگرال مخرج برابر است با

$$\int_{-\beta d/2}^{\beta d/2} (N \frac{\sin(U)}{U})^2 dU = N^2 \pi$$

است. و بالاخره مقدار دایرکتیویته برابر خواهد بود با (بافرض اینکه طول رشته آنتن $L \approx Nd$)

$$D_{BS} = 2N \frac{\beta d}{\pi} = \frac{2L}{\lambda}$$

۴-۲-۶- دایرکتیویته رشته آنتن *End fire*

اگر همین روش را برای این رشته آنتن با تعداد زیاد بکار ببریم ، خواهیم داشت.

$$D_{EF} = \frac{4L}{\lambda}$$

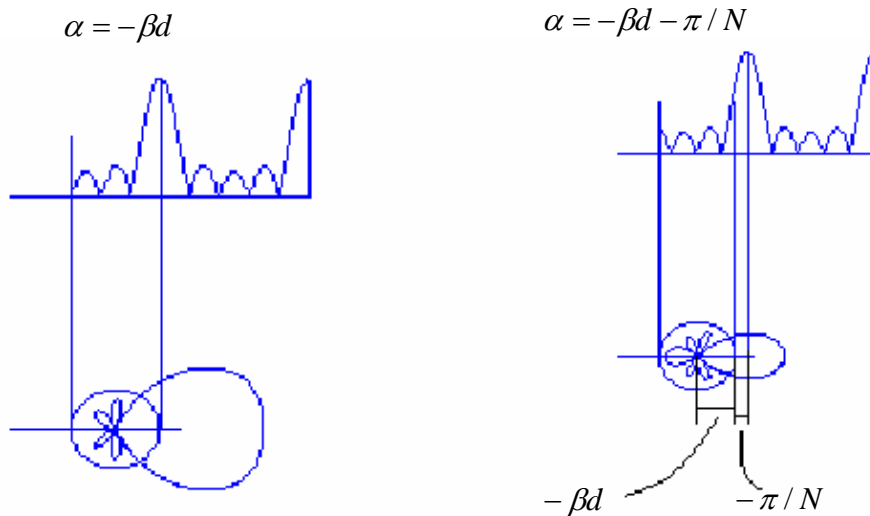
و مشاهده میشود که دایرکتیویته این رشته دو برابر رشته آنتن *Broad side* است.

۴-۲-۷- رشته آنتن هانسن - وودیارد *Hansen - woodyard End fire* [۶]

این رشته آنتن دارای دایرکتیویته ای بیشتر از رشته معمولی است. در شکل زیر نشان داده شده که اگر مقدار فاز را از مقدار فاز معمولی بیشتر، یعنی منفی تر ، کنیم ، عرض لوب اصلی کمتر شده و البته دامنه لوب اصلی هم کاهش مییابد . هم چنین تعداد لوبهای فرعی نیز افزوده خواهد شد. کم شدن عرض لوب باعث افزایش دایرکتیویته و کم شدن دامنه لوب اصلی و افزایش لوبهای فرعی باعث کم شدن دایرکتیویته میشود. بنابراین اگر مقدار فاز را یک پارامتر گرفته و با تغییر آن دایرکتیویته را حساب کنیم ، خواهیم دید اگر مقدار فاز از $\alpha = -\beta d$ به

$$\alpha = -\beta d - \frac{2.94}{N} \approx -\beta d - \frac{\pi}{N}$$

تغییر یابد ، حد اکثر دایرکتیویته را خواهیم داشت .



شکل ۱۲-۴

با محاسبه دایرکتیویته مانند روشهای قبلی، این مقدار برای این رشته آنتن برابر خواهد بود با

$$D_{EFHW} = 1.789 \frac{4L}{\lambda} \approx 1.8 D_{EF}$$

که ملاحظه میشود تقریباً حدود ۲ برابر دایرکتیویته رشته آنتن *End fire* معمولی است. در شکل های زیر پرتو این دو رشته

آنتن مقایسه شده است [۲۲].

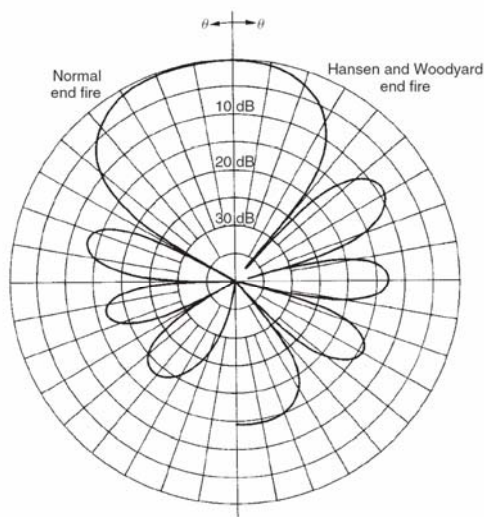


FIGURE 3-9 Patterns of a normal end fire and a Hansen and Woodyard end fire isotropic elements.

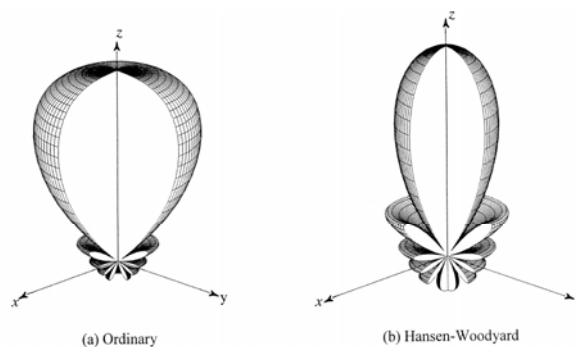


Figure 6.13 Three-dimensional patterns for ordinary and Hansen-Woodyard end-fire designs ($N = 10, d = \lambda/4$).

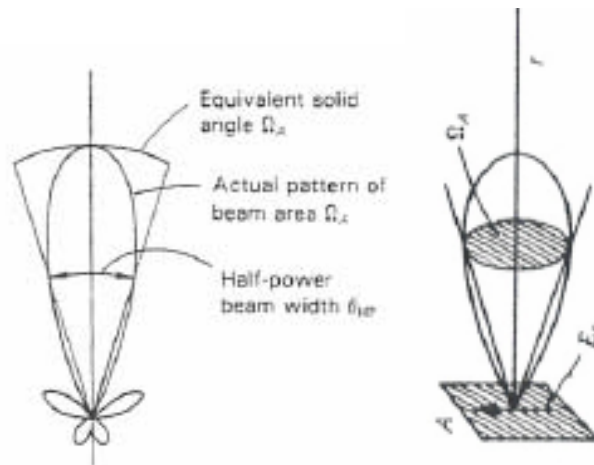
شکل ۱۳-۴

۴-۲-۸- رابطه تقریبی دایرکتیویته برای آنتن های با گین بالا [۱,۴]

قبلاً دیدیم که محاسبه دایرکتیویته بسهولت انجام نمیشود. بخصوص که در اکثر آنتن ها، معادله پرتو آنتن در دست نیست. در این موارد میتوان با اندازه گیری پرتو آنتن در دو صفحه متعامد (اصطلاحاً E و H) مقدار دایرکتیویته را محاسبه کرد. پرتو در صفحه E موقعی است که وقتی آنتن گردانده میشود، میدان E موازی صفحه گردش بوده و پرتو در صفحه H

موقعی است که وقتی آنتن گردانده میشود ، میدان H موازی صفحه گردش باشد. در این روش فرض آن است که دایرکتیویته آنتنی با شکل پرتو مخروطی (و یا هرمی) ، که میدان مخروط (یا هرم) مقداری ثابت و مساوی دامنه ماکزیمم آنتن اصلی بوده ، و نیم زاویه مخروط (یا زاویه های هرم در دو صفحه) ، برابر زاویه نصف قدرت لوب اصلی آنتن است ، برابر است. این مطلب را برای آنتن های با گین بالا میتوان با تقریب نشان داد.

اگر آنتن دارای لوب باریک و متقارن نسبت به محور z باشد ، مانند رشته آنتن های $End - fire$ ، دایرکتیویته با روش زیر تعیین میشود. فرض کنیم که پرتو شدت تشعشی مطابق شکل زیر و برابر ϕ_m بوده و زاویه نصف قدرت آن $\theta_{1/2}$ باشد. اگر دایرکتیویته این آنتن را با آنتنی با لوب اصلی بصورت یک مخروط با دامنه شدت تشعشی ثابت ϕ_m و با نیم زاویه مساوی با $\theta_{1/2}$ بگیریم ، در اینصورت زاویه فضائی این آنتن برابر است با



شکل ۴-۱۴

$$\Omega_a = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{1/2}} \sin(\theta) d\theta d\phi = 2\pi[1 - \cos(\theta_{1/2})]$$

از طرفی

$$D \approx \frac{4\pi\phi_m}{W} = \frac{4\pi\phi_m}{\int \phi d\Omega} = \frac{4\pi\phi_m}{\phi_m \Omega_a} = \frac{4\pi}{\Omega_a} = \frac{2}{1 - \cos(\theta_{1/2})}$$

به این ترتیب دایرکتیویته از روی زاویه نصف قدرت تعیین میشود.

اگر پرتو آنتن حول محور متقارن نبوده و شکل آن در دو صفحه ذکر شده متفاوت و زاویه نصف قدرت آن $\theta_{E1/2}$ و $\theta_{H1/2}$ باشد ، در اینصورت چون سطح مقابل این زاویه فضائی برابر $S = r^2 \theta_{H1/2} \theta_{E1/2}$ بوده و از طرفی $S = r^2 \Omega_a$ است ، پس مقدار $\Omega_a = \theta_{H1/2} \theta_{E1/2}$ بوده و دایرکتیویته بصورت زیر خواهد بود.

$$D \approx \frac{4\pi}{\Omega_a} = \frac{4\pi}{\theta_{E1/2} \theta_{H1/2}} = \frac{41253}{\theta_{E1/2}^\circ \theta_{H1/2}^\circ}$$

۴-۳- رشته آنتن غیر نقطه ای - ضرب پرتوها [۷] Pattern multiplication

قبلا دیدیم که در حالتی که آنتن ها نقطه نباشند ، رابطه میدان بصورت زیر خواهد بود:

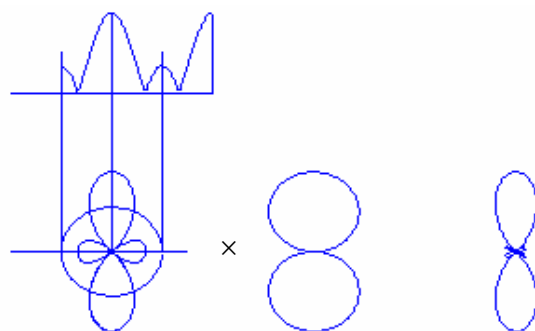
$$E = f(\theta, \varphi) \sum_1^N I_i \frac{e^{-j\beta R_i}}{R_i}$$

و با بطور ساده

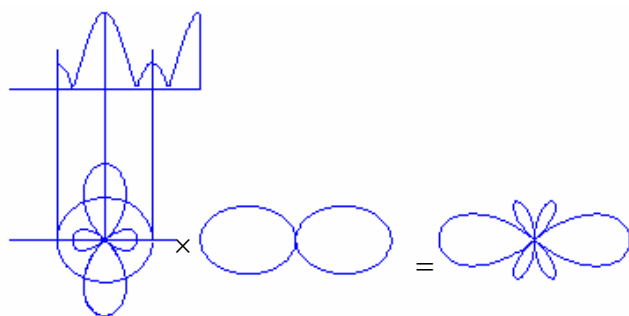
$$E = AF \times UP$$

یعنی میدان کل ، از حاصل ضرب میدان یک آنتن در ضریب پرتو حاصل شد. این را اصطلاحاً ضرب پرتو ها میگوئیم . بنابراین برای حالتی که آنتن ها نقطه ای نیستند ، کافی است اول رشته را نقطه ای فرض کرده و ضریب رشته آن را رسم کرده (که آنرا پرتو گروه *Group - pattern* مینامیم) ، و نتیجه را در پرتو آنتن واحد ضرب کنیم. واضح است که صفرهای پرتو کلی مجموعه کلیه صفرهای رشته و واحد است. مثال زیر مطلب را روشن میکند.

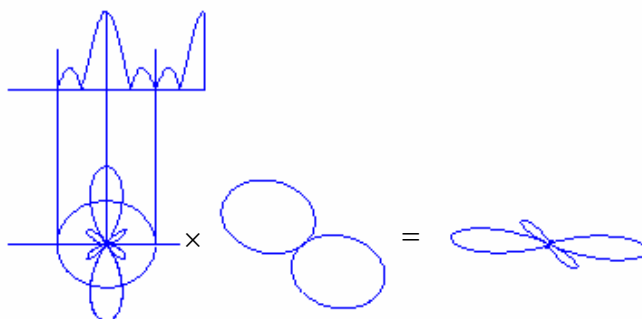
درشکلهای زیر رشته آنتن ۳ تایی بوده و آنتن های رشته ، دی پل نصف طول موج در نظر گرفته شده اند ولی این آنتن ها در وضعیت های عمودی ، افقی و مایل قرار گرفته اند.



حالت دی پل افقی



حالت دی پل عمودی



حالت دی پل مایل

شکل ۴-۱۵

پرتو های بدست آمده ، در صفحه شکل است . میتوان پرتو را در صفحات دیگر ، و یا اگر از رایانه استفاده شود، در هر جهتی، بدست آورد. باید توجه داشت که پرتو رشته و آنتن واحد را بطور صحیح انتخاب کرد. مثلا در حالت دی پل های عمودی ، اگر بخواهیم پرتو را در صفحه عمود بر محور دی پل ها بدست آوریم، پرتو رشته فرق نکرده ولی پرتو آنتن دی پل یک دایره میشود ، که حاصل ضرب آن در پرتو رشته ، همان پرتو رشته است.

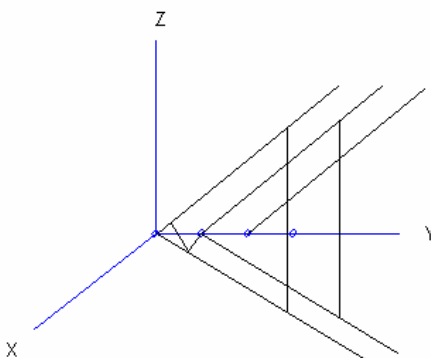
۴-۳-۱- معادله پرتو رشته آنتن در حالت کلی

تا کنون فرض میکردیم که رشته آنتن در جهت محور z بوده و زاویه نسبت به آن محور سنجیده میشود. در این حالت اختلاف کلی ، ناشی از اختلاف فاز جریان یا تحریک آنتن ، و اختلاف فاز ناشی از اختلاف راه دو آنتن مجاور را ، بصورت $\psi_z = \beta d \cos(\theta) + \alpha$ نشان میدادیم. اما اگر آنتن ها روی محور دیگری واقع باشند ، باید اختلاف فاز را بر اساس مختصات جدید حساب کرد.

مثلا اگر آنتن ها روی محور y قرار گرفته باشند ، اختلاف راه آنها ، با استفاده از روابط هندسه تحلیلی برابر با $d \sin(\theta) \sin(\varphi)$ بوده و بنابراین

$$\psi_y = \beta d \sin(\theta) \sin(\varphi) + \alpha$$

خواهد بود .



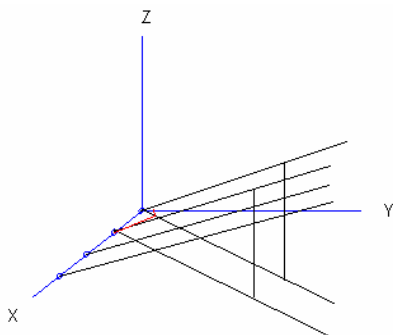
رشته آنتن در جهت محور y

شکل ۴-۱۶

همین طور اگر آنتن ها روی محور x قرار گرفته باشند ، اختلاف راه آنها برابر با $d \sin(\theta) \cos(\varphi)$ بوده و بنابراین

$$\psi_x = \beta d \sin(\theta) \cos(\varphi) + \alpha$$

میشود .



رشته آنتن در جهت محور x

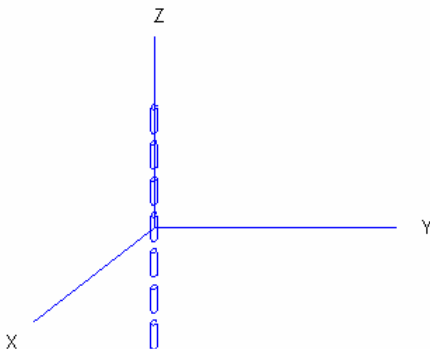
شکل ۴-۱۷

در حالت کلی که رشته آنتن روی محوری که دارای بردار یکه $\hat{U} = X_1 \hat{x} + Y_1 \hat{y} + Z_1 \hat{z}$ است قرار گیرد ، مقدار اختلاف فاز کلی برابر خواهد بود با :

$$\psi_u = \beta d (X_1 \sin(\theta) \cos(\varphi) + y_1 \sin(\theta) \sin(\varphi) + Z_1 \cos(\theta)) + \alpha$$

۴-۳-۲- محاسبه معادله پرتو رشته آنتن با استفاده از ضرب پرتوها

معادله پرتو رشته آنتن ها ی غیر نقطه ای نیز به همان روش ضرب پرتو ها بدست میآید . یعنی باید معادله پرتو آنتن واحد ، در معادله پرتو یا ضریب رشته ضرب شود. نکته مهم ، انتخاب مناسب فواصل و زاویه ها در مورد آن پرتو است. و باید معادلات بر حسب زوایای رسمی محور مختصات کروی در نظر گرفته شوند.



شکل ۴-۱۸

معمولا بهتر است که محور رشته آنتن طوری انتخاب شود که معادله آنتن واحد در آن محور مشخص است . مثلا ، ما معادلات همه آنتن های سیمی را که در جهت محور z قرار دارند را ، میدانیم . پس بهتر است که محور طوری انتخاب شود که بتوانیم از این معادله استفاده کنیم .

مثلا اگر آنتن ها دی پل نصف طول موج بوده و رشته آنتن و خود آنتن ها در جهت محور z قرار گرفته باشند ، معادله کلی بصورت

$$E_\theta = E_o \left[\frac{\cos(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \right] \times \frac{\sin(N\psi_z/2)}{\sin(\psi_z/2)}$$

خواهد بود. اما اگر آنتن ها هم چنان در جهت z بوده ولی رشته در جهت دیگری باشد ، فقط ψ_z به ψ_u تبدیل میشود.

۴-۴- اثر زمین روی پرتو آنتن ها (Ground effect) - تئوری تصویر [۳,۶]

آنتن ها معمولا بالای زمین واقع میشوند و این باعث میشود که موج رسیده به گیرنده ، مجموعه ای از موج تابش مستقیم ، و موجی که در اثر وجود زمین بوجود میآید (که معمولا انعکاس نامیده میشود)، باشد. بنابراین پرتو آنتن تغییر خواهد کرد. وجود زمین، هم چنین باعث تغییراتی در امپدانس آنتن میشود ، که در مبحث امپدانس راجع به آن صحبت خواهد شد. فقط در بعضی از موارد، مانند ارتباطات ماهواره ای، میتوان اثر زمین را نادیده گرفت. اثر زمین بر اساس اینکه زمین خاکی، دریا، کوه، جنگل، ویا دارای ساختمانهای بلند باشد ، متفاوت است. اطراف زمین، یعنی اتمسفر، ایونوسفر، گازها، باران، برف، مه و سایر عوامل نیز اثر گذار است. ضریب دی الکتریک نسبی خاک معمولا حدود ۱۵ بوده و برای خاک با هدایت زیاد و یکم بین ۷ تا ۳۰ هم میتواند باشد. هدایت زمین بین ۰/۰۰۱ تا ۰/۰۳ است. اثر نا همواری ها، به زاویه و فرکانس کار بستگی

دارد. مثلاً برای طول موج یک متر و زاویه تابش 1 درجه، ناصافی 10 متر هم مانند زمین صاف عمل میکند. ولی در فرکانسهای مایکروویو، زمین همیشه ناهموار است.

زمین واقعی در حقیقت یک محیط با افت و سطحی ناصاف و انحنادار است و این مساله را پیچیده میکند. ما در تحلیل ساده، فرض میکنیم که صفحه زمین کاملاً مسطح، دارای ابعاد بینهایت، و از هادی کامل است. این فرض کمک میکند که مساله را با روش استفاده از تصویر (image) حل کنیم.

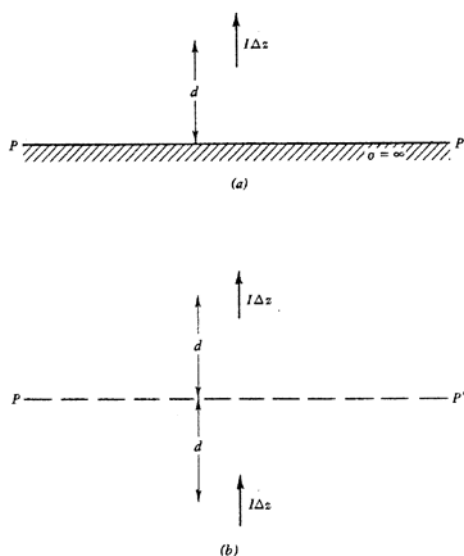
بر اساس قضیه منحصر به فرد بودن جواب (Uniqueness) میدانیم که اگر شرایط حدی دو مساله با هم یکی باشد، جواب مساله در دو حالت یکی است. بنابراین اگر ما بتوانیم بجای صفحه زمین، از آنتن های جایگزینی استفاده کنیم که همان شرایط حدی زمین را ایجاد کنند، مساله وجود زمین قابل حل خواهد بود. برای اینکار از روش تصویر، که در آن، آنتن هائی را در محل تصویر آنتن اصلی نسبت به زمین، قرار میدهیم استفاده میکنیم. باید فاصله، دامنه و فاز جریان این آنتن ها طوری باشد که شرط حدی زمین هادی کامل ارضاء شود. البته واضح است که میدان های زیر صفحه زمین صفر خواهد بود.

شرط حدی روی هادی کامل، صفر شدن میدان الکتریکی مماسی کل روی صفحه است. البته در حالات خاص میتوان از سایر شرایط (صفر نشدن میدان الکتریکی عمودی و یا میدان مغناطیسی مماسی، و یا صفر شدن مولفه عمودی میدان مغناطیسی) نیز استفاده کرد.

در حالت کلی، هر جریان بالای صفحه زمین، بهر حال قابل تجزیه به دو مولفه، موازی و عمود بر صفحه زمین است. بنابراین کافیهست ما این دو حالت را بررسی کنیم.

۴-۱- جریان عمودی بالای صفحه زمین

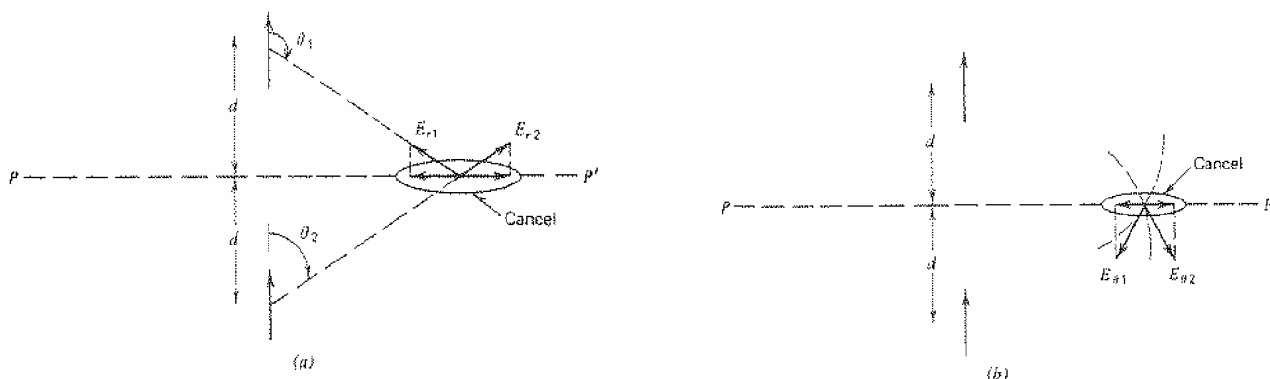
در این حالت آنتن تصویر نیز بحالت عمودی است. مطابق شکل، اثر موج منعکسه از زمین را با موج تابشی توسط آنتن تصویر جایگزین میکنیم.



شکل ۴-۱۹

همان طور که در شکل زیر دیده میشود، اگر جهت جریان آنتن تصویر با آنتن اصلی یکی باشد، میدان الکتریکی مماسی دو آنتن روی سطح زمین در خلاف جهت یکدیگر بوده و بنابراین میدان مماسی کل صفر شده و شرط حدی ارضاء

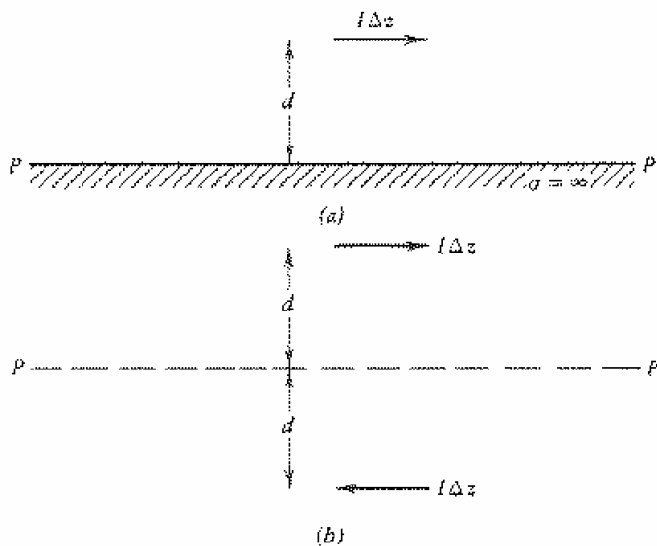
خواهد شد. پس، مساله یک آنتن عمودی بالای زمین، تبدیل به مساله یک رشته آنتن دو تایی با فاصله دو برابر فاصله آنتن اصلی تازمین و جریان مساوی و هم فاز خواهد شد.



شکل ۴-۲۰

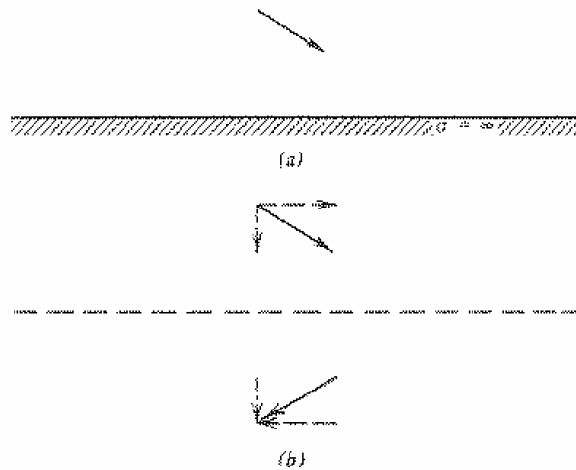
۴-۴-۲- جریان موازی بالای صفحه زمین

با استدلالی مشابه آنچه در حالت عمودی گفته شد، به این نتیجه میرسیم که در این حالت باید جریان آنتن تصویر در خلاف جهت آنتن اصلی باشد. بنابراین، مساله یک آنتن افقی بالای زمین، تبدیل به مساله یک رشته آنتن دو تایی با فاصله دو برابر فاصله آنتن اصلی تازمین و جریان مساوی و با 180° درجه اختلاف فاز می شود.



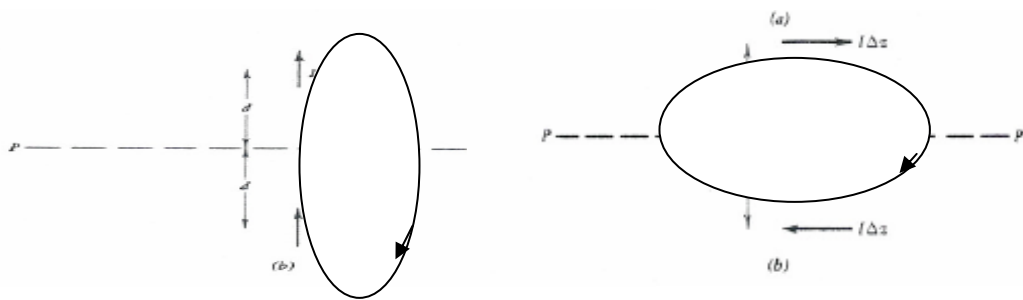
شکل ۴-۲۱

در حالت کلی که جریان بالای سطح زمین بطور مورب قرار گرفته نیز، میتوان با تجزیه آن به مولفه های عمودی و افقی، جهت جریان تصویر را مشخص کرد. اما در این حالت باید توجه داشت که نمیتوان از روش رشته آنتن ها استفاده کرد. زیرا دو آنتن متشکل از آنتن اصلی و آنتن تصویر دارای وضعیت یکسان نبوده و از روابطی که برای رشته آنتن با آنتن های مشابه و یکسان بدست آمده پیروی نمی کنند. البته میتوان با تجزیه به مولفه های عمودی و افقی مساله را حل کرد.



شکل ۲۲-۴

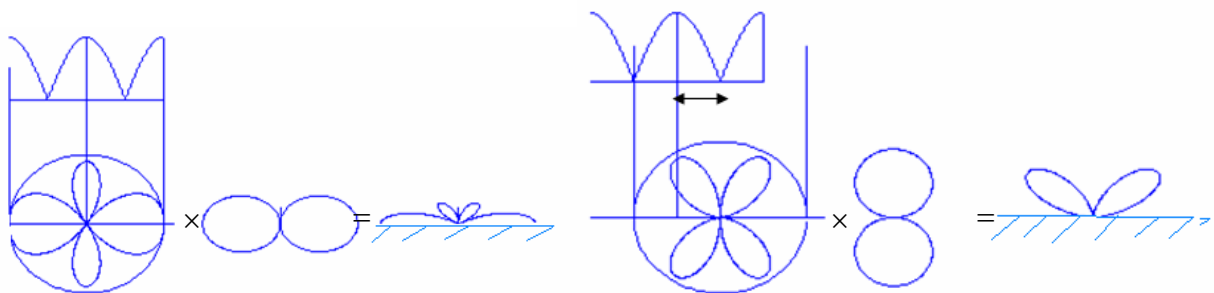
در شکل زیر نشان داده شده که قانون جهت جریانها را میتوان از قانون قرار گرفتن جریان ها در یک مسیر بسته، بدست آورد.



شکل ۲۳-۴

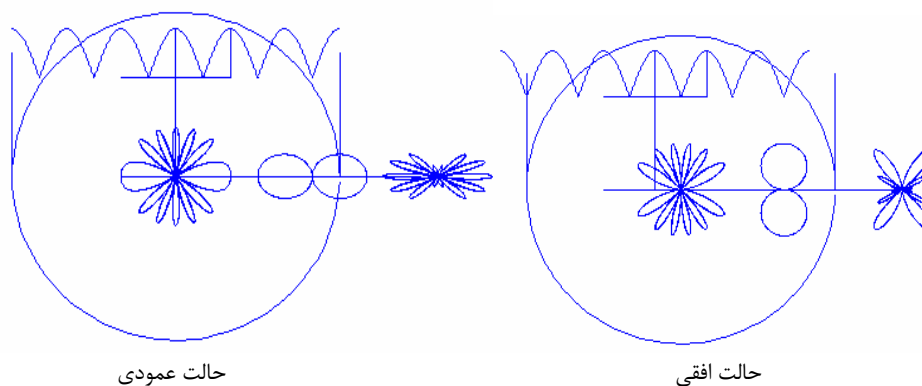
۳-۴-۴- اعمال اثر زمین با استفاده از ضرب پرتوها

همان طور که گفته شد، اثر زمین را میتوان با تبدیل مساله به رشته آنتن دو تایی حل کرد. برای مثال شکل زیر پرتو برای حالتی که یک آنتن دی پل نصف طول موج بطور عمودی (راست) و یا افقی (چپ) با ارتفاع $\lambda/2$ بالای صفحه زمین قرار گرفته را نشان میدهد.



شکل ۲۴-۴

ملاحظه میشود که پرتو در زیر صفحه زمین حذف شده و صفر است. هم چنین از مقایسه دو حالت نتیجه میشود که در حالت آنتن عمودی، وضعیت پرتو رو صفحه افقی بهتر شده و در حالت افقی پرتو از سطح زمین دور تر میشود. در حالت افقی، با افزودن فاصله آنتن از زمین، تعداد لوبهای بطرف آسمان بیشتر میشود. این چیزی است که در مورد آنتن های تلویزیون روی بام منازل پیش میاید. بنابراین، با توجه به اینکه معمولاً آنتن فرستنده در ارتفاعی بالاتر از آنتن گیرنده منازل است، میتوان با تغییر ارتفاع آنتن، لوب مناسب بطرف آنتن فرستنده بوجود آورده و دریافت را بهبود بخشید. شکلهای زیر پرتو در دو حالت را وقتی ارتفاع 3λ باشد، را نشان میدهد.



شکل ۴-۲۵

با تغییر پرتو، دایرکتیویته آنتن هم تغییر خواهد کرد. شکل زیر میزان این تغییرات را برای آنتن دی پل نصف طول موج نشان میدهد [۲۲].

باید توجه داشت که اگر فاصله آنتن های فرستنده و گیرنده محدود و فاصله تازمین خیلی زیاد باشد، همانطور که شکل نشان داده شده، مقدار $R_2 \gg R_1$ بوده و بنابراین موج حاصل از انعکاس خیلی ضعیف شده و عملاً اثر زمین ناچیز خواهد بود

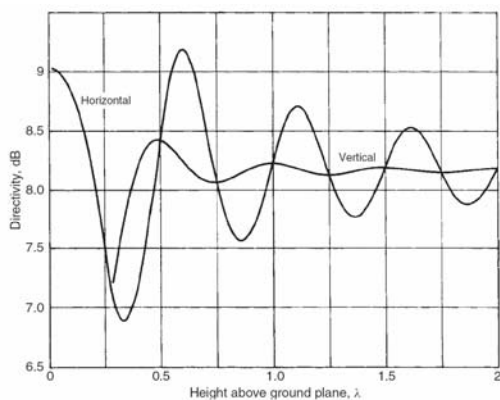
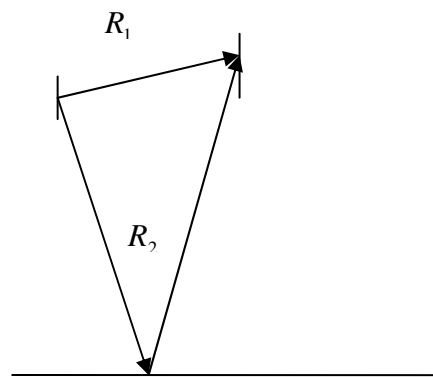


FIGURE 5-7 Directivity of half-wavelength dipoles over a ground plane.



شکل ۴-۲۶

اگر صفحه زمین دارای ابعاد بینهایت نبوده و یا مسطح نباشد، اثر آن با استفاده از روشهای عددی بدست میاید. در شکل زیر، اثر صفحه زمین دایروی شکل با ابعاد محدود، روی پرتو آنتن دی پل که بطور افقی و فاصله $\lambda/4$ از آن قرار گرفته، مشاهده میشود.

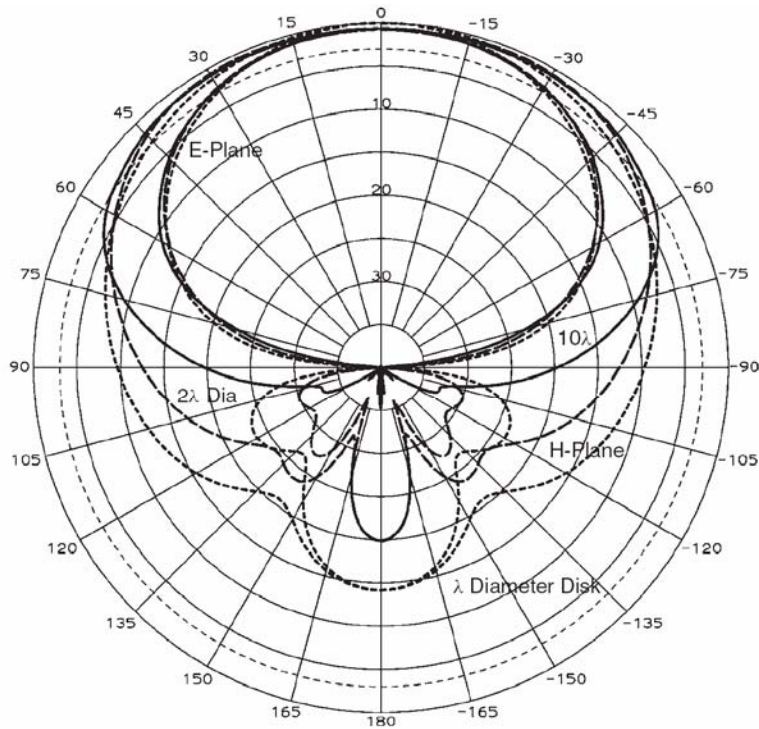


FIGURE 5-8 Dipole spaced $\lambda/4$ over disk ground planes with λ , 2λ , and 10λ diameters.

شکل ۴-۲۷

شکل های زیر ، پرتو آنتنی که موازی یک سیلندر استوانه ای بقطر یک طول موج است ، برای فواصل مختلف را نشان میدهد. در شکل بعدی، همان آنتن، در حالتی که عمود بر سیلندر قرار گرفته نشان داده شده است [۲۲].

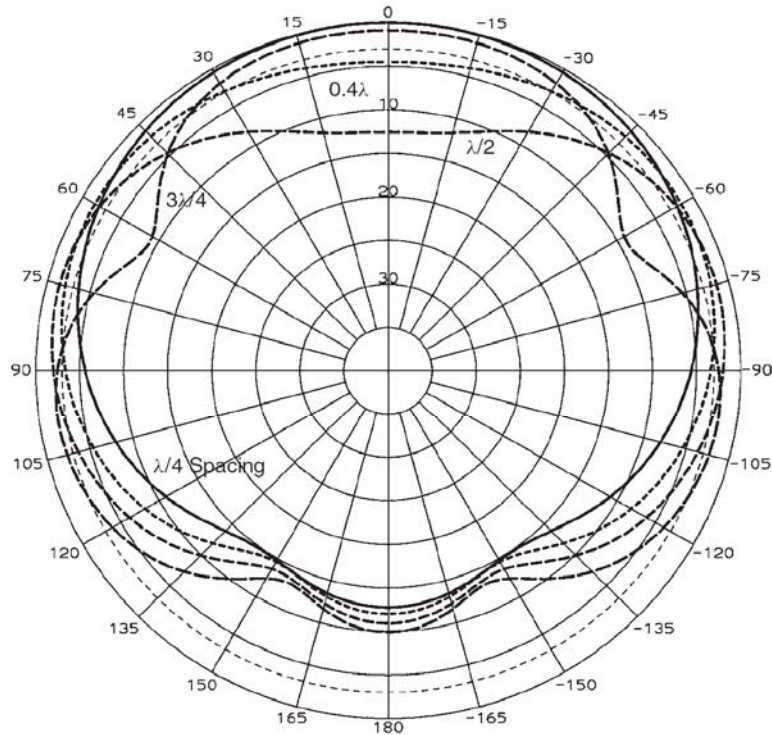


FIGURE 5-10 Horizontal plane pattern for a vertical dipole mounted near a λ -diameter cylinder at 0.25λ , 0.4λ , 0.5λ , and 0.75λ distances.

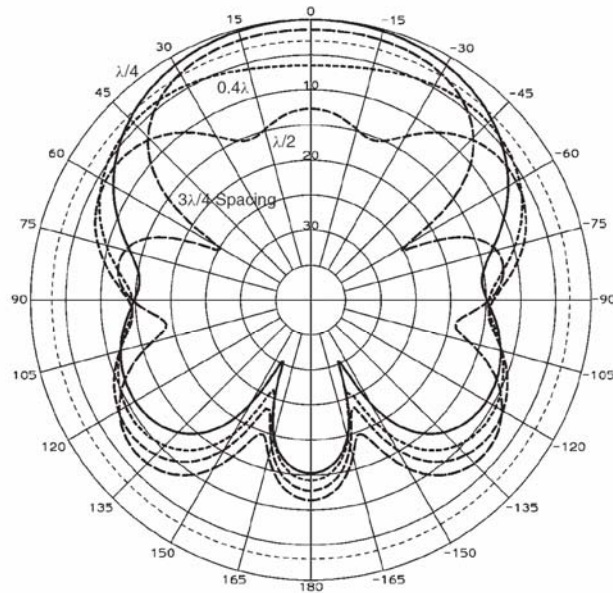
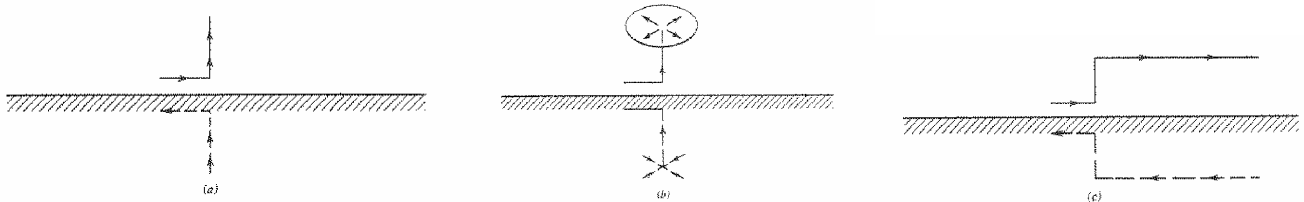


FIGURE 5-11 Horizontal dipole mounted over a vertical 1λ diameter pole at 0.25λ , 0.4λ , 0.5λ , and 0.75λ distances.

شکل ۴-۲۸

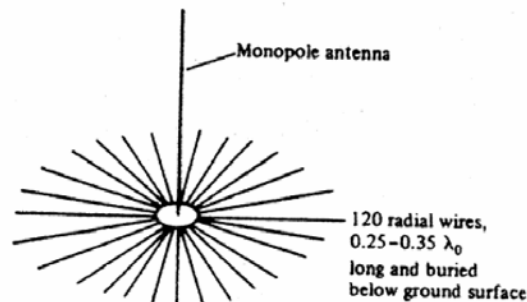
۴-۴-۴- آنتن مونوپل - حالت خاص آنتن عمودی و چسبیده به زمین [۶]

آنتن مونوپل ، یک آنتن عمودی واقع در بالای یک صفحه زمین است ، که فاصله انتهای آن به زمین نزدیک شده و به صفر رسیده باشد. بنابراین میدانهای یک آنتن مونوپل ، مانند یک آنتن دی پل با طولی دوبرابر طول آن است. فقط تفاوت در این است که میدانها در نیمه پائینی فضای آنتن ، یعنی زیر زمین وجود ندارد. آنتن های مونوپل، مطابق شکل زیر، میتوانند بصورت های مختلف باشند.



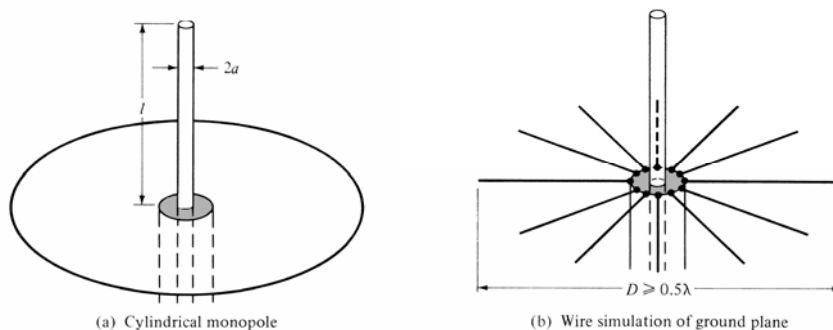
شکل ۴-۲۹

در آنتن های مونوپل واقعی ، چون هدایت زمین خوب نیست ، با استفاده قراردادن تعدادی از سیمهای شعاعی روی زمین ، زمین مصنوعی میسازند. این سیمها با تعداد زیاد (حدود ۱۲۰ سیم) و با طولی تقریباً برابر با طول آنتن ، هستند که با فاصله ۱۰ تا ۱۵ سانتیمتر زیر خاک قرار میگیرند.



شکل ۴-۳۰

در شکل زیر ، بعضی از انواع دیگر آنتن های مونوپل که معمولا در فرکانسهای بالا بکار میروند دیده میشوند



شکل ۳۱-۴

آنتن های مونوپل بصورت گسترده ای در فرستنده های موج متوسط ، با طولهای ربع و یا نصف طول موج (تا $5\lambda/8$) ، بکار میروند. بعلت طول زیاد آنتن (بین ۱۰۰ تا ۳۰۰ متر) آن را بصورت دکل با مقطع مربعی و یا مثلثی ساخته و روی یک ایزولاتور بزرگ قرار میدهند. دکل آنتن با سیمهای مهار ، که بخاطر کم کردن جریان در آنها ، در فواصل مختلف آن ، ایزولاتورهای مناسب قرار میدهند ، بزمین متصل و نگهداری میشود. فاصله اولین ایزولاتور حدود $\lambda/8$ است. بین انتها و ابتدای سیم مهاری که با ایزولاتور از هم جدا میشوند معمولا یک مقاومت ۵۰ تا ۱۰۰ کیلو اهمی برای خفه کردن جرقه احتمالی در اثر برق آسمان، متصل میکنند. مهم ترین افت در آنتن های موج متوسط همان افت زمین است [۸].

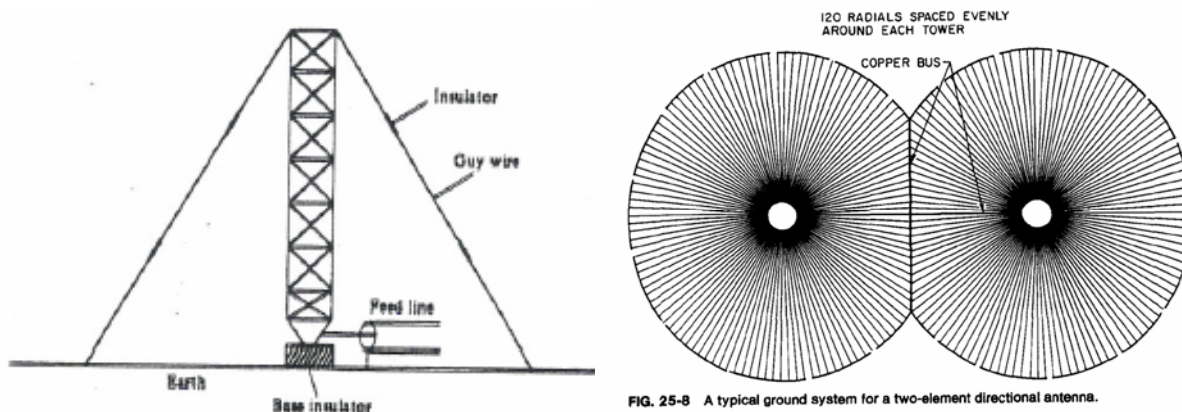


FIG. 25-8 A typical ground system for a two-element directional antenna.

شکل ۳۲-۴

بزرگترین آنتن مونوپل نصف طول موج جهان، با ارتفاع ۶۴۶ متر با مقطع مثلثی و در فرکانس ۲۲۷ کیلوهرتز در ۱۹۷۴ در ورشو پایتخت کشور لهستان ساخته شده است. قدرت فرستنده ۲ مگاوات و ولتاژ تغذیه ۱۲۰,۰۰۰ ولت است. وزن تقریبی آن ۶۶۰ تن و دارای ۸۶ قسمت ۷,۵ متری است. ۳ ردیف نگهدارنده هر یک متشکل از ۵ گروه سیم مهار که وزن سیمها و عایقهای آن حدود ۸۰ تن است. فاصله آنتن تا فرستنده ۶۰۰ متر است. در ساعت ۱۶ روز ۸ اوت ۱۹۹۱ بعلت اشتباهی که هنگام تعمیر پیش آمد، نیمی از آنتن خم و دچار اختلال کلی شد.

برای جهت دادن به پرتو آنتن های مذکور ، در مناطقی که نیاز باشد، ممکن است از دو آنتن استفاده شود. شکل بالا سمت چپ شبکه زمین چنین آنتنی را نشان میدهد [۸].

در شکل زیر نیز شکل مفره (یا ایزولاتور) های بکار گرفته شده در سیمهای مهار آنتن دیده میشود [۸].

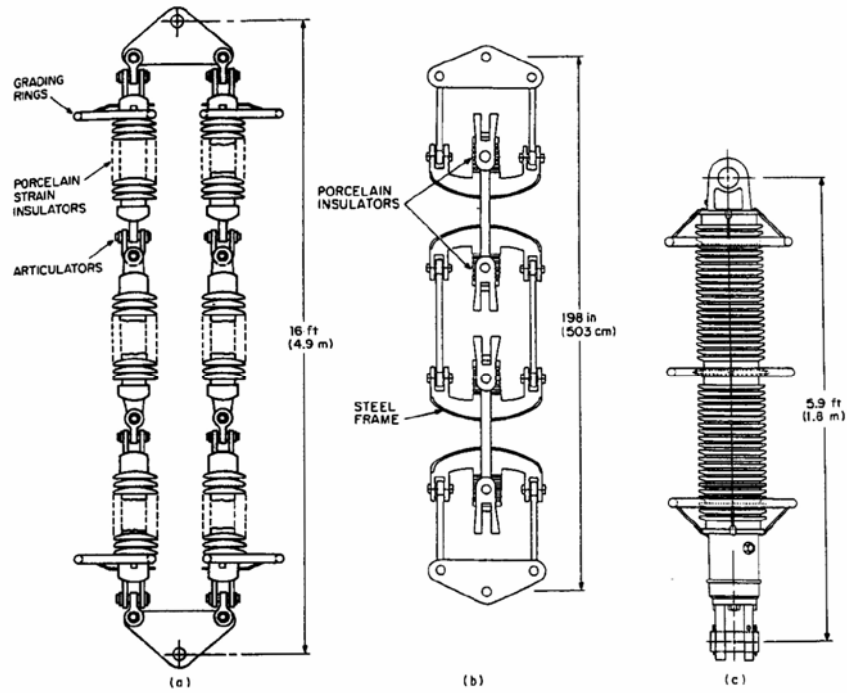
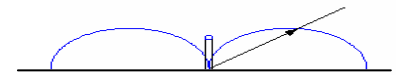
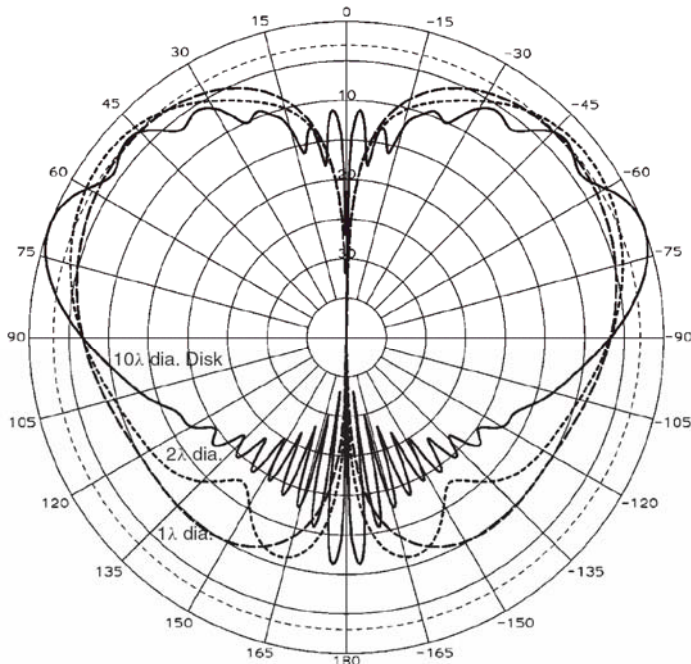


FIG. 24-7 Three types of insulators suitable for use in low-frequency antennas. (a) Strain type. (b) Fail-safe type. (c) Fiberglass-core type.

شکل ۴-۳۳

واضح است که اگر ابعاد صفحه زمین محدود باشد، به تناسب آن ابعاد به طول موج، پرتو تغییر کرده و میدان در پشت صفحه زمین صفر نخواهد بود. شکل زیر این موضوع را نشان میدهد [۲۲].



حالت زمین بی نهایت

FIGURE 5-23 A $\lambda/4$ monopole located on 1λ -, 2λ -, and 10λ -diameter disk ground planes.

شکل ۴-۳۴

زمین واقعی ، یک دی الکتریک با افت است و در مسائل، بخصوص در انتشار که انعکاس از زمین مطرح است، باید این موضوع در نظر گرفته شود. میزان انعکاس به پلاریزاسیون ، فرکانس و زاویه تابش ، بستگی دارد. این مقادیر در جدول و منحنی زیر نشان داده شده است.

این خصوصیات به خشک و یا مرطوب بودن زمین نیز وابسته است. آب و آب دریا نیز دارای مشخصات مربوط به خود هستند [۲۲].

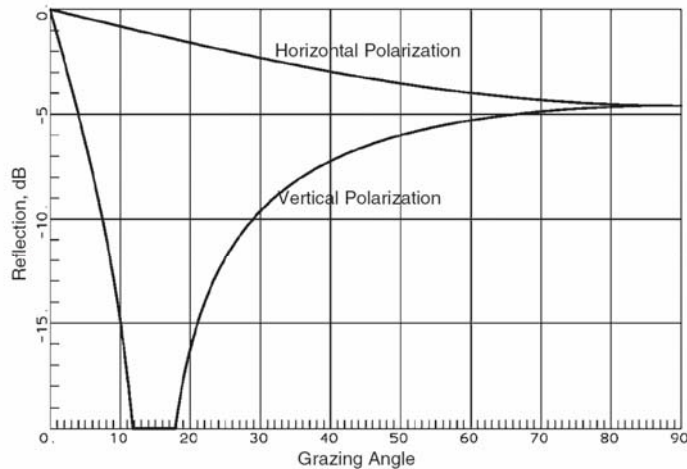


FIGURE 1-9 Average soil reflection for horizontal and vertical polarization.

TABLE 1-3 Typical Ground Constants

Surface	Dielectric Constant	Conductivity (S)
Dry ground	4–7	0.001
Average ground	15	0.005
Wet ground	25–30	0.020
Fresh water	81	0.010
Seawater	81	5.0

شکل ۴-۳۵

۴-۵- رفلکتور زاویه ای (Corner reflector) [۴,۶]

اگر یک آنتن دی پل (یا یک رشته آنتن دی پل) را بین دو صفحه فلزی متقاطع ، که اصطلاحاً رفلکتور زاویه ای نامیده میشود ، قرار دهیم ، بشرطی که زاویه دو صفحه و فاصله آنتن از راس آنها بطور مناسب انتخاب شود، پرتو باریکتر شده و

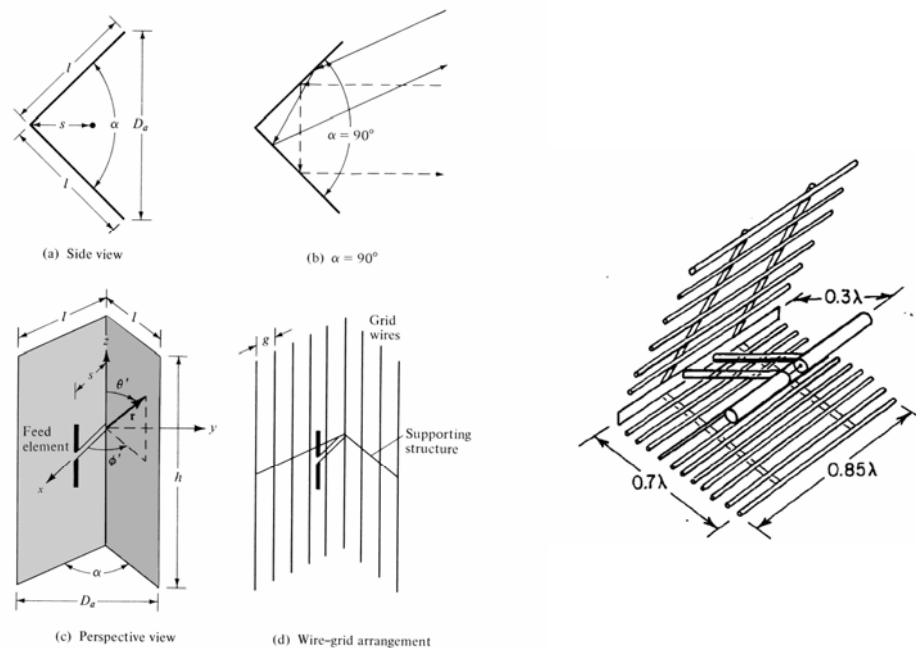


Figure 15.2 Side and perspective views of solid and wire-grid corner reflectors.

شکل ۴-۳۶

دایرکتیویته آنتن افزایش خواهد یافت. معمولا آنتن در صفحه نیمساز قرار میگیرد. اگر ابعاد صفحات بینهایت بوده و زاویه بین آنها مضارب صحیحی از π/n باشد، تحلیل، با تبدیل به یک رشته آنتن دایروی ساده خواهد شد. برای صفحات با ابعاد محدود از روشهای تحلیل عددی استفاده میشود [۲۱].

برای جلوگیری از اثر باد روی این رفلکتور ها، ممکن است آنها را بجای صفحه، از میله هائی با فاصله مناسب بسازند. این فاصله معمولا کمتر از $\lambda/10$ است. طول میله ها هم تا ۱.۵ برابر طول دی پل، فاصله آنتن تا راس بین $\lambda/3$ تا $2\lambda/3$ است. برای زاویه ۹۰ درجه طول میله ها $4\lambda/5$ و عرض صفحه دو برابر فاصله تا راس است. این رفلکتور ها معمولا در فرکانسهای UHF بکار میروند. با آنتن دی پل، گین بین ۱۲ تا ۲۰ دسی بل هم میرسد.

۴-۵-۱- جایگزینی صفحات رفلکتور با تصویر ها- تبدیل مساله به دسته آنتن ها

اگر ابعاد صفحات بینهایت بوده و زاویه بین آنها هم π/n باشد میتوان با استفاده از روش تصویر، مساله را به سادگی حل کرد. یک حالت خاص و ساده، زاویه ۹۰ درجه است. در این حالت میتوان براحتی نشان داد که با برداشتن رفلکتور و قراردادن تصویر های مناسب، که یکی در میان، ۱۸۰ درجه اختلاف فاز دارند، اثر صفحات جبران خواهد شد.

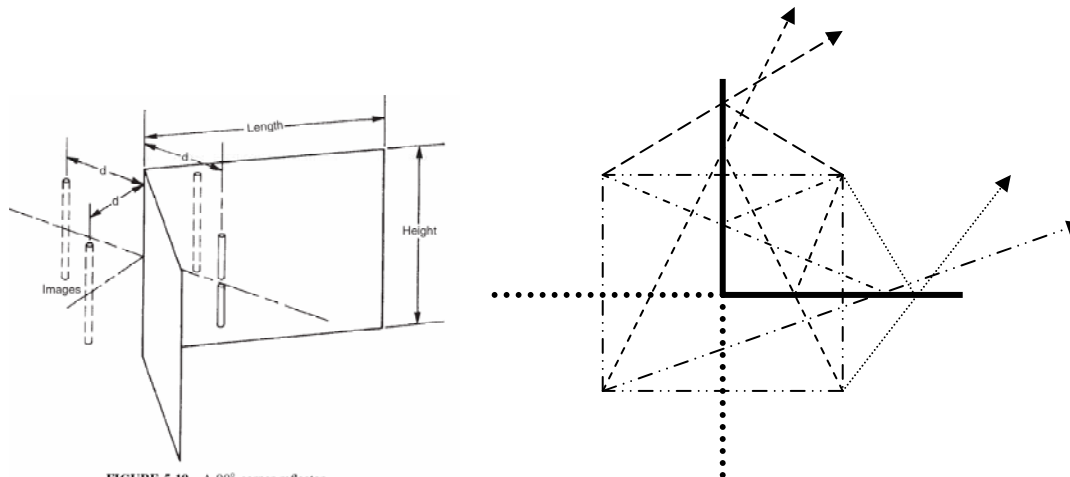


FIGURE 5-19 A 90° corner reflector.

شکل ۴-۳۷

برای زاویه ۳۰ و ۴۵ و ۶۰ درجه هم، در شکل زیر تصویرها مشخص شده است

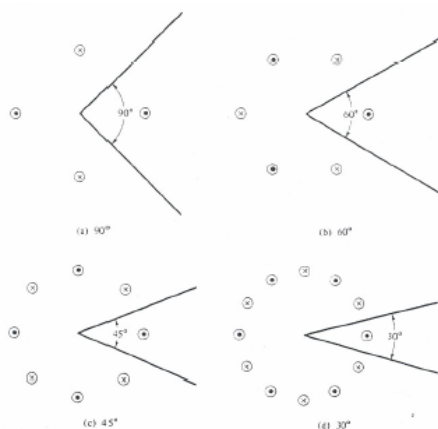


Figure 13.3. Corner reflectors and their images (with perpendicularly polarized feeds) for angles of 90°, 60°, 45°, and 30°.

شکل ۴-۳۸

در شکل زیر ، پرتو برای حالت رفلکتور میله ای، نشان داده شده است [۲۲]. در جدول زیر نیز اثرات رفلکتور با ابعاد بینهایت، روی پرتو و امپدانس آنتن داده شده است

اثر رفلکتور زاویه ای روی مشخصات تشعشی و مداری آنتن دی پل با طول ۰,۴۲ طول موج

اثر رفلکتور زاویه ای متشکل از میله های بطول ۱,۶ برابر طول موج و فاصله ۱,۶ طول موج روی پرتو آنتن دی پل با طول ۰,۴۲ طول موج

TABLE 5-5 Characteristics of a 90° Corner Reflector with Infinite Sides and 0.42λ Dipole

Vertex Distance (λ)	Directivity (dB)	Beamwidth (deg)	Input Impedance (Ω)
0.30	12.0	44.7	29.1 - j1.1
0.32	12.0	44.6	34.9 + j0.4
0.34	11.9	44.5	40.9 + j1.1
0.36	11.9	44.3	47.0 + j0.8
0.37	11.9	44.2	50.0 + j0.3
0.38	11.8	44.1	53.0 - j0.5
0.40	11.8	43.9	58.8 - j2.8
0.42	11.7	43.6	64.1 - j6.0
0.44	11.7	43.3	68.8 - j10.0
0.46	11.6	42.9	72.7 - j14.9
0.48	11.5	42.4	75.7 - j20.3
0.50	11.4	41.8	77.7 - j26.2
0.52	11.4	41.1	78.6 - j32.2
0.54	11.3	40.2	78.4 - j38.4
0.56	11.2	39.2	77.0 - j44.3
0.58	11.1	38.1	74.6 - j49.8
0.60	10.9	36.8	71.3 - j54.8

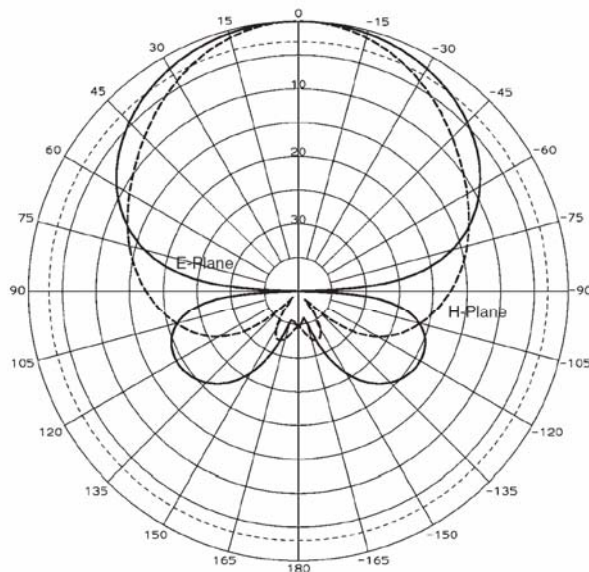


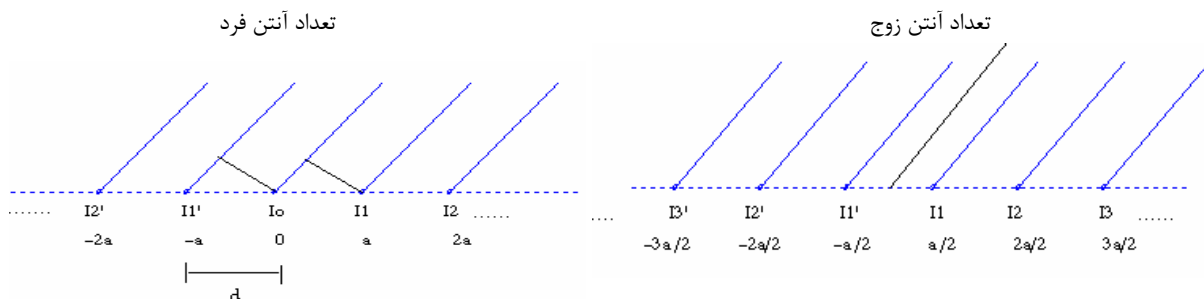
FIGURE 5-21 Pattern of a corner reflector made from 0.6λ-long rods spaced 1/6λ with dipole 0.37λ from vertex.

شکل ۴-۳۹

۴-۶- رشته آنتن های خطی با توزیع غیر یکنواخت (Non uniform arrays) [۷]

در رشته آنتن ها ممکن است دامنه تغذیه همه آنتن ها با هم مساوی نباشد . در اینصورت رشته آنتن غیر یکنواخت نامیده میشود. در حالت کلی معادله قبلا بیان شده است.

برای حالتیکه تعداد آنتن ها فرد باشد ، اگر دامنه جریانها را نسبت به جریان آنتن مرکزی (I_0) بطور متقارن و مساوی تعریف کنیم (طرف راست با I_i ، و طرف چپ با $I_i' = I_i$) معادله ضریب پرتو بصورت زیر خواهد شد:



شکل ۴-۴۰

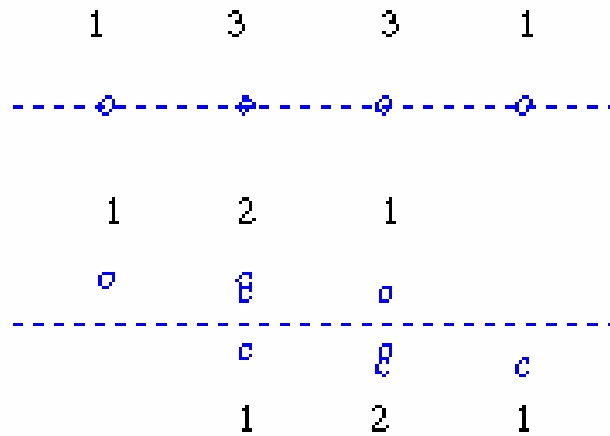
$$AF = I_0 + 2 \left[\sum_1^n I_i \cos(i\psi) \right]$$

که تعداد آنتن ها $N = 2n + 1$ است .

همین طور اگر تعداد آنتن ها زوج باشد بسادگی میتوان نشان داد که معادله ضریب پرتو بصورت

$$AF = [2 \cos(\psi / 2)] \times [2 \cos(\psi / 2)] = [2 \cos(\psi / 2)]^2$$

است.



شکل ۴-۴۲

اگر بهمین ترتیب رشته آنتن ۱،۳،۳،۱ را به دو رشته آنتن ۱،۲،۱ تجزیه کنیم ، باز هم معادله ضریب رشته این دو رشته همان $2 \cos(\psi / 2)$ است . پس باز هم از خاصیت ضرب پرتوها ، ضریب پرتو کل این رشته آنتن حاصل ضرب پرتو آنتن واحد ، یعنی رشته ۱،۲،۱ که $[2 \cos(\psi / 2)]^2$ است ، و رشته دو تایی یعنی $2 \cos(\psi / 2)$ است . بنابراین ضریب پرتو کلی برابر با

$$AF = [2 \cos(\psi / 2)]^2 \times [2 \cos(\psi / 2)] = [2 \cos(\psi / 2)]^3$$

است. اگر این کار برای تعداد آنتن بیشتر، تکرار شود ، میتوان نتیجه گرفت که معادله ی پرتو رشته آنتن باینومیال N تایی بصورت زیر خواهد بود:

$$AF = [2 \cos(\psi / 2)]^{(N-1)}$$

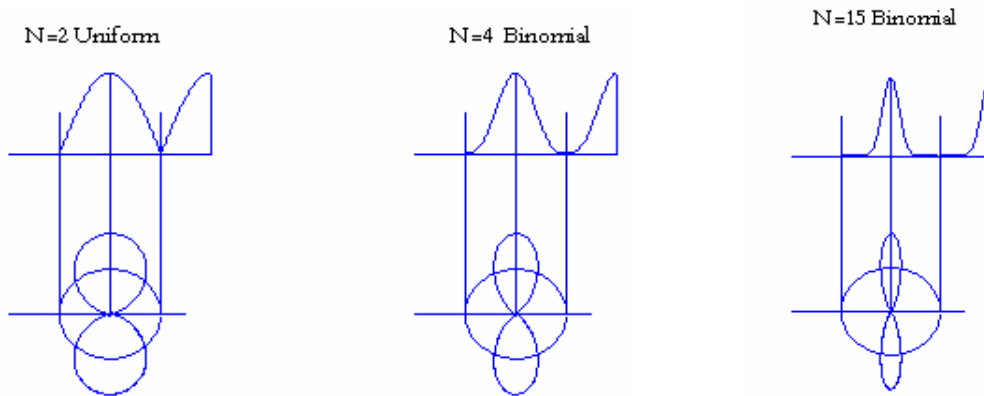
چون پرتو عمومی رشته آنتن دوتایی یکنواخت لوب فرعی ندارد ، پس رشته آنتن باینومیال نیز فاقد لوب فرعی خواهد بود. ضمناً هرچه تعداد آنتن ها زیادتر شود، چون منحنی کسینوس به توان میرسد، لوب باریکتر خواهد شد، ولی بهر حال عرض لوب اصلی نسبت به رشته یکنواخت بیشتر است.

با مثال زیر خواهیم دید که خصوصیت رشته آنتن باینومیال ، داشتن لوبهای فرعی کم و عرض لوب زیادتر نسبت به رشته آنتن یکنواخت است.

روش ترسیمی همان روش قبلی است . فقط پرتو عمومی ، پرتو آنتن دو تایی به توان $N - 1$ است. در شکلهای زیر

روش رسم پرتو رشته آنتن ۴ تایی و ۱۵ تایی باینومیال را مشاهده میکنیم [۲۱].

همان طور که دیده میشود ، اگر فاصله آنتن ها کمتر از $\lambda / 2$ و یا $\beta d \leq \pi$ باشد، پرتو با هر تعداد آنتن ، دارای لوب فرعی نخواهد بود. و این مزیت رشته آنتن باینومیال است. البته عرض لوب این رشته در حالت بالا همیشه ۱۸۰ درجه است که بنابراین از عرض لوب رشته آنتن یکنواخت بیشتر است. ولی میتوان با انتخاب مناسب تعداد آنتن ها ، عرض لوب نصف قدرت را به اندازه دلخواه کاهش داد ، بدون اینکه لوب فرعی بوجود بیاید. بعداً برای تحریک های دیگر رشته آنتن ها خواهیم دید که



شکل ۴-۴۳

هر چه پرش جریان از یک آنتن به آنتن دیگر بیشتر باشد، لوب فرعی آن کوچکتر و عرض لوب آن بزرگتر خواهد شد. یعنی عرض لوب و تعداد لوبهای فرعی در تعادلند

۷-۴- رشته آنتن های غیر خطی - رشته آنتن دایروی

اگر N آنتن نقطه ای روی محیط دایره ای با شعاع a در صفحه xoy واقع باشند، ضریب رشته آن بصورت زیر است

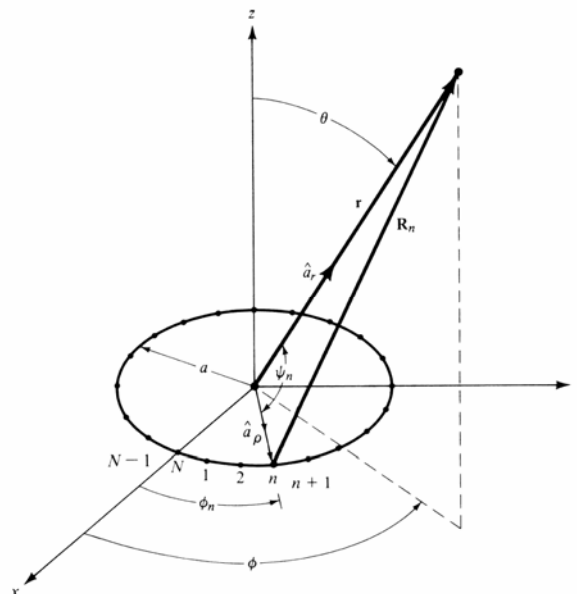
$$AF = \sum_0^{N-1} I_n e^{-j\beta R_n} e^{j\alpha_n}$$

که در آن

$$\begin{aligned} R_n &= r - a[\cos(\hat{\varphi}_n) \hat{x} + \sin(\hat{\varphi}_n) \hat{y}] \cdot [\sin(\theta) \cos(\hat{\varphi}) \hat{x} + \sin(\theta) \sin(\hat{\varphi}) \hat{y}] \\ &= r - a \sin(\theta) \cos(\hat{\varphi} - \hat{\varphi}_n) \end{aligned}$$

و در نتیجه ضریب فاکتور برابر با

$$AF = \sum_0^{N-1} I_n e^{j[\beta a \sin(\theta) \cos(\hat{\varphi} - \hat{\varphi}_n) + \alpha_n]}$$



شکل ۴-۴۴

خواهد بود. کاربرد ویژه این رشته آنتن در جهت یابی است. اگر بخواهیم که حداکثر دامنه یا لوب اصلی این رشته در جهت θ', φ' باشد، باید مقدار اختلاف فاز کلی (ψ) در آن جهت صفر باشد؛ یعنی

$$\alpha_n = -\beta a \sin(\theta) \cos(\varphi - \varphi_n)$$

باشد.

یکی از حالات خاص رشته آنتن دایروی، رشته آنتن های دایروی ۳ تایی و ۴ تایی است که در فرستنده های تلویزیونی، برای شکل دادن به پرتو، از تعداد آنتن های مختلفی در هر طرف دکل آنتن استفاده میکنند. در این رشته ها میتوان با تغییر دامنه و فاز آنتن های هر ضلع دکل، پرتو مطلوب را به دست آورد [۲۱].
شکل زیر یک رشته آنتن های دایروی برای جهت یابی را نشان میدهد.

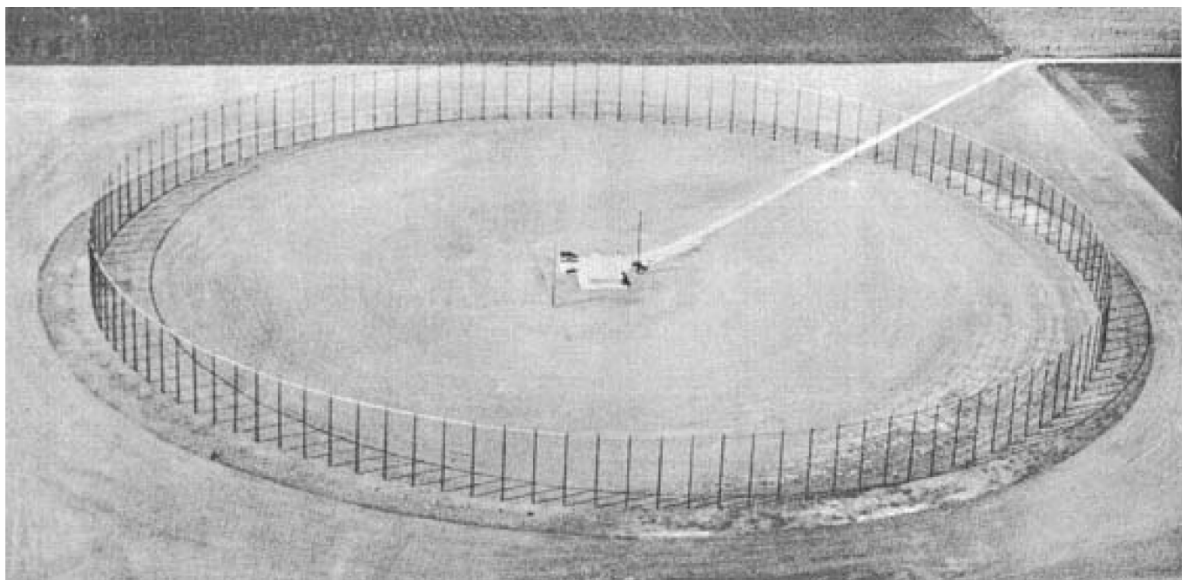


Figure. 1.5. The experimental 300 m diameter Wullenweber antenna at the University of Illinois. (Courtesy P. J. D. Gething, "High-Frequency Direction Finding," *Proceedings of IEE*, January 1966, p. 54.)

شکل ۴-۴۵

۴-۸- رشته آنتن صفحه ای Planar Arrays [۶]

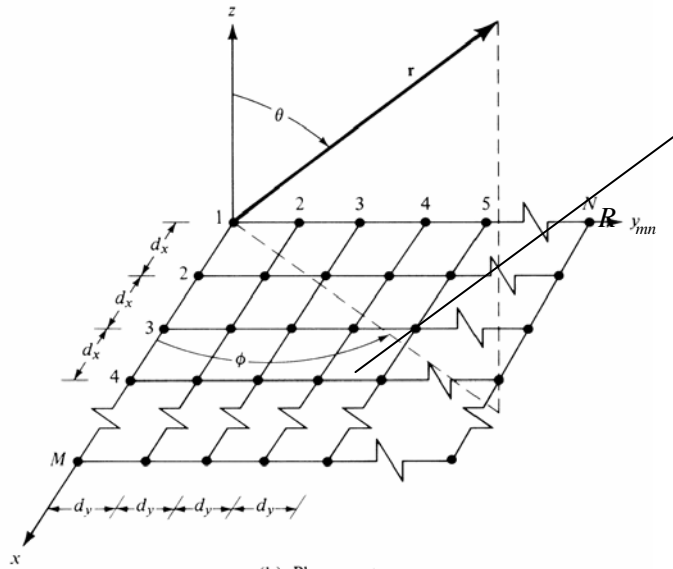
اگر آنتن های نقطه ای، در رئوس یک ماتریس روی یک صفحه صاف واقع شده باشند میتوان ضریب رشته آن را بصورت

زیر نوشت:

$$AF = \sum_1^M \sum_1^N I_{mn} e^{j\beta r_{mn}} e^{j(m-1)\alpha_x} e^{j(n-1)\alpha_y}$$

که در آن I_{mn} جریان آنتنی که در سطر m و ستون n قرار گرفته و α_x, α_y اختلاف فاز هر آنتن با آنتن مجاورش در جهت محور ها است. فاصله هر آنتن روی محورها برابر با d_x, d_y است. با این ترتیب میتوان نوشت

$$r_n = r - (m-1)d_x \cos(\varphi) \sin(\theta) - (n-1)d_y \sin(\varphi) \sin(\theta)$$



(b) Planar array

شکل ۴-۴۶

و بنا براین

$$|AF| = \left| \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_{mn} e^{j[\beta(m-1)d_x \cos(\varphi) \sin(\theta) + (m-1)\alpha_x]} e^{j[\beta(n-1)d_y \sin(\varphi) \sin(\theta) + (n-1)\alpha_y]} \right|$$

در حالت خاص که جریانه‌ها مساوی باشند معادله ضریب پرتو بصورت زیر خواهد شد

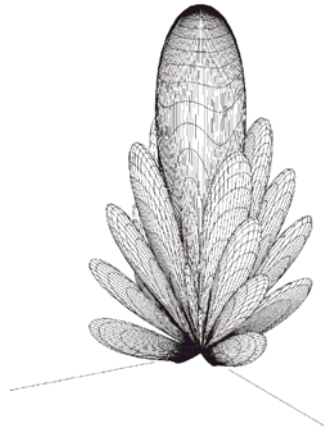
$$E = E_1 \frac{\sin(M\psi_x/2)}{\sin(\psi_x/2)} \frac{\sin(N\psi_y/2)}{\sin(\psi_y/2)}$$

$$\psi_x = \alpha_x + \beta d_x \sin(\theta) \cos(\varphi)$$

$$\psi_y = \alpha_y + \beta d_y \sin(\theta) \sin(\varphi)$$

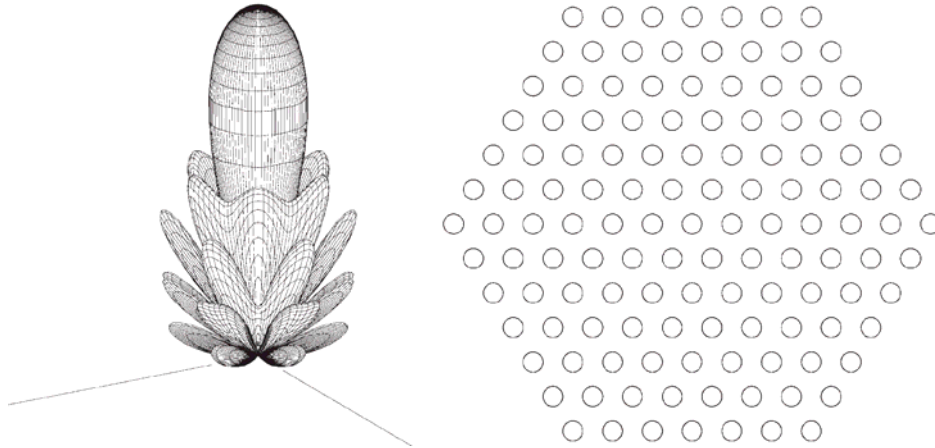
میتوان این دسته آنتن را متشکل از دو رشته آنتن در جهت‌های دو محور گرفته، و از ضرب پرتو‌ها همین نتیجه را بدست آورد.

در شکل زیر پرتو یک رشته 8×8 با توزیع یکنواخت دیده میشود [۲۲].



شکل ۴-۴۷

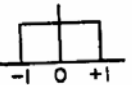

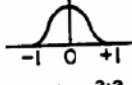
شکل زیر نیز یک رشته صفحه ای شش ضلعی، با ۶۱ آنتن با توزیع یکنواخت و پرتو آن را نشان میدهد [۲۲].



شکل ۴-۴۸

در جدول زیر خصوصیات یک رشته صفحه ای دایروی با توزیع جریان مختلف آورده شده است [۲۲].

TABLE 2-2 Circular-Aperture Distributions

TYPE OF DISTRIBUTION $0 \leq r \leq 1$	DIRECTIVITY PATTERN $E(u)$	HALF POWER BEAMWIDTH IN DEGREES	ANGULAR DISTANCE TO FIRST ZERO	INTENSITY OF 1st SIDELOBE db BELOW MAX.	GAIN FACTOR
 $f(r) = (1-r^2)^0 = 1$	$\pi a^2 \frac{J_1(u)}{u}$	$58.9 \frac{\lambda}{D}$	$69.8 \frac{\lambda}{D}$	17.6	1.00
 $f(r) = (1-r^2)$	$2\pi a^2 \frac{J_2(u)}{u^2}$	$72.7 \frac{\lambda}{D}$	$93.6 \frac{\lambda}{D}$	24.6	0.75
 $f(r) = (1-r^2)^2$	$8\pi a^2 \frac{J_3(u)}{u^3}$	$84.3 \frac{\lambda}{D}$	$116.2 \frac{\lambda}{D}$	30.6	0.56

شکل زیر یک رشته آنتن پرده ای را که در پشت رشته آنتن، سیم های موازی دی پل ها، بعنوان صفحه زمین قرار گرفته، و در ایستگاه های فرستنده موج کوتاه کاربرد فراوان دارد، نشان میدهد [۸].

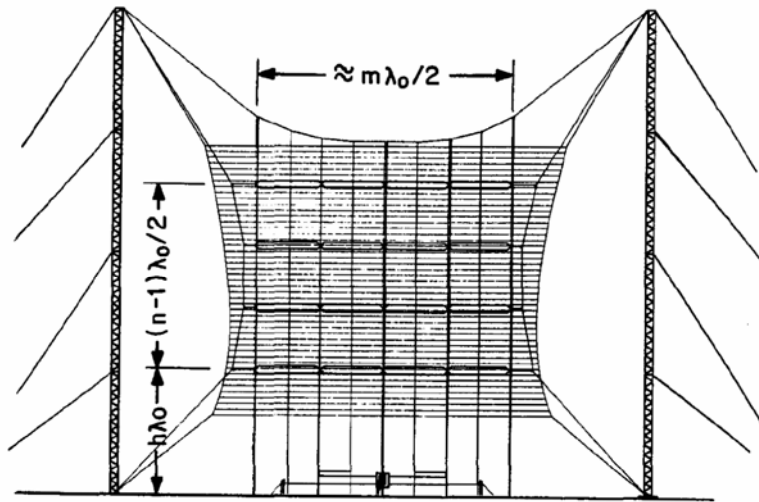
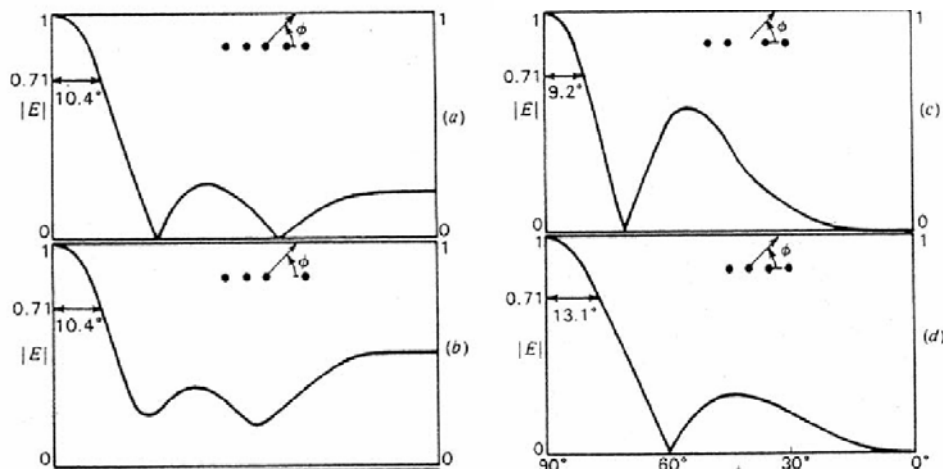


FIG. 26-24 Basic HF dipole curtain array. (Antenna shown is designated HRS 4/4/h.)

شکل ۴-۴۹

۴-۱۰- اثر اختلال در یک رشته آنتن- رشته آنتن با تغذیه رندام [۴]

در رشته آنتن هائی که دارای تعداد زیادی آنتن هستند ، باید اثر از کار افتادن اتفاقی و یا عمودی هریک از آنتن ها شناخته شده و اثر اختلال در پرتو مورد بررسی قرار گیرد. هم چنین ، بخاطر کاهش قیمت، طراح باید بداند که کدام یک از آنتن ها ، بدون اینکه اشکال زیاد ایجاد کند ، میتواند حذف شود. نشان داده شده است که اگر فاصله آنتن ها بطور اتفاقی انتخاب شود، میتوان تعداد را کاهش داد. در رشته آنتن هائی که جریان بصورت پله ای زیاد میشود ، مانند باینومیال و یا مشابه آن ، حذف آنتن های ابتدا و انتهای رشته، اثر کمتری دارد.



شکل ۴-۵۰

در شکل های بالا ، برای یک حالت ساده ، از کار افتادن هریک از آنتن ها در یک رشته آنتن ۵ تائی یکنواخت نشان داده شده است. این شکل ها نشان میدهند که حذف یک آنتن، با توجه به محل آن، میتواند باعث تغییرات عمده، و یا جزئی در عرض لوب ، دامنه لوب های فرعی و تعداد آنها و یا حذف صفرها، شود.

خطای فاز در آنتن ها نیز باعث کاهش عمق صفرها و بالا آمدن سطح لوب فرعی میشود که در مورد آنتن های بوقی و بشقابی خیلی مهم است. برای یک سطح لوب فرعی مشخص ، اثر خطای رندام، وقتی تعداد آنتن ها زیاد باشد ، مهم

نیست. و برای تعداد آنتن مشخص، هرچه سطح لوب فرعی مورد نظر پائین تر باشد، خطاهای رندام بیشتر است و در عمل برای مثال، برای سطح لوب فرعی $-26dB$ ، باید $-32dB$ طرح کرد تا به آن سطح لوب برسیم.

۱۱-۴- رشته آنتن فازی *Phased Arrays* [۳،۴،۶]

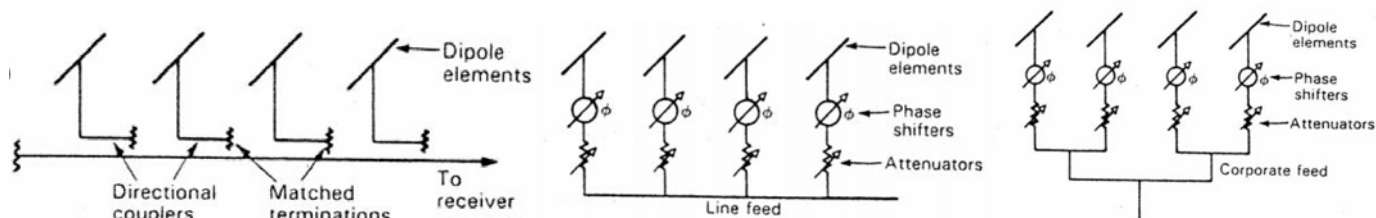
قبلا دیدیم که با تغییر فاز یک رشته آنتن، میتوان جهت لوب اصلی آن را تغییر داد. در رشته آنتن فازی جهت و شکل لوب، با تغییرات در فاز و دامنه کنترل میشود. این تغییرات توسط عناصر فریتی و کاربرد دیودهای PIN در خط تغذیه انجام میشود. چون این کنترل بطور الکترونیکی انجام میشود، بنابراین تغییر جهت پرتو میتواند بسیار سریع باشد. اسکن پرتو میتواند یک میکروثانیه باشد که در همزمان میتواند چندین هدف را نشان دهد. معمولا تعداد آنتن ها زیاد (صدها و یا هزاران آنتن) و بصورت خطی و یا صفحه ای یا کانفورمال است که باید آنتن ها ارزان قیمت و قابل ساخت باشد. آنتن های واحد میتوانند بوقی، اسلات، میکرواستریپ و یا سایر آنتن ها باشد. این گونه رشته آنتن ها بیشتر در رادارها و یا سیستمهای رادیو آسترونومی بکار میروند. با تعداد کم هم در فید آنتن های ماهواره برای شکل دادن و تنظیم نواحی چند گانه پوشش مصرف میشوند. برای تغییر فاز در قدرت بالا از تغییر فاز دهنده های فریتی و برای قدرت پائین از دیود های PIN استفاده میشود. معمولا قدرت بین ۱ تا ۱۰۰ کیلووات پیک و ۱ تا ۵۰۰ وات متوسط مورد استفاده است. برای حالتی که رشته آنتن خطی بوده و جریان هر آنتن برابر با $a_n e^{j\alpha_n}$ باشد، میتوان ضریب رشته را بصورت زیر نوشت.

$$AF = \sum_1^N a_n e^{j\beta nd \cos(\theta) + j\alpha_n}$$

برای اینکه این رشته در جهت θ_1 دارای لوب اصلی باشد، باید رابطه زیر برقرار باشد

$$\alpha_n = -\beta nd \cos(\theta_1)$$

به این ترتیب میتوان فاز هر آنتن را برای هر زاویه دلخواه مشخص کرد. معمولا، این تغییر فاز توسط رایانه و نرم افزار تعریف شده و به سخت افزار تغییر فاز دهنده (و در صورت لازم تغییر دامنه دهنده) اعمال میشود. از نکات قابل توجه تغییرات در امپدانس و پرتو، بعلاوه اثر متقابل آنتن ها است. تغذیه رشته آنتن ها با روشهای مختلف و بصورت سری، موازی، فضای آزاد و استفاده از کوپلرها و... انجام میشود.



شکل ۴-۵۱

شکل زیر مدار تغذیه یک رشته آنتن صفحه ای، و هم چنین یکی از آنتن ها است [۸].

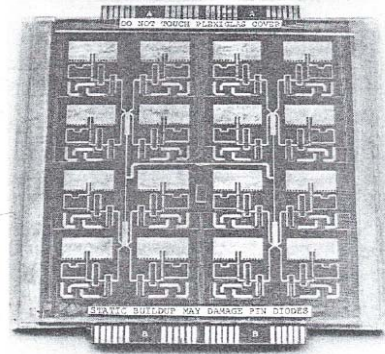
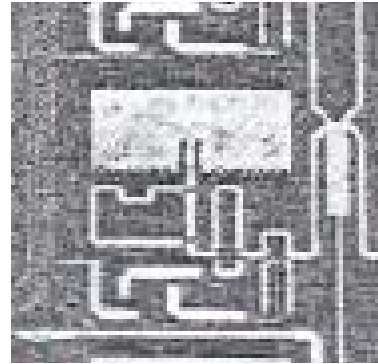


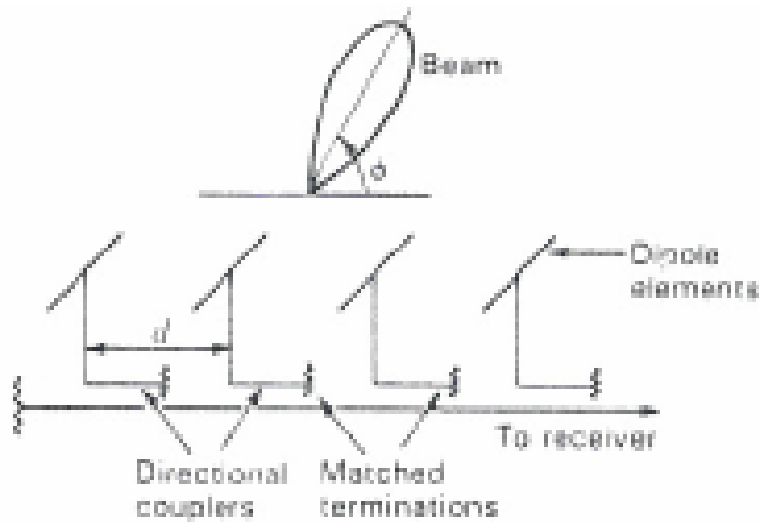
FIG. 7-36 Monolithic 5-GHz phased array. (Courtesy of Frank Cipolla, Ball Aerospace Systems Division.)



شکل ۴-۵۲

۴-۱۲- رشته آنتن با اسکن فرکانس $[4]$ *Freq.-scanning*

یکی دیگر از راههای تغییر جهت پرتو رشته آنتن، البته بطور محدود، تغییر فرکانس کار، بطور ممتد است. در رشته آنتن زیر فرض آن است که آنتنها از یک خط تغذیه شده اند. در صورتیکه ضریب انتشار موج در خط تغذیه β_L باشد، اختلاف فاز آنتن ها برابر با $\alpha = -\beta_L d$ است. بنابراین، برای آنکه در جهت خاص θ_1 لوب اصلی داشته باشیم، باید



شکل ۴-۵۳

$$\psi = \alpha + \beta d \cos(\theta_1) = 0 \pm 2k\pi$$

$$-\beta_L d + \beta d \cos(\theta_1) = 0 \pm 2k\pi$$

باشد. و یا

$$\cos(\theta_1) = \frac{\pm 2k\pi}{\beta d} + 1/p$$

که $p = v/C$ و v سرعت موج در خط و C سرعت موج در فضای آزاد یا سرعت نور است. با تغییر طول موج به فرکانس رابطه بصورت زیر در میآید

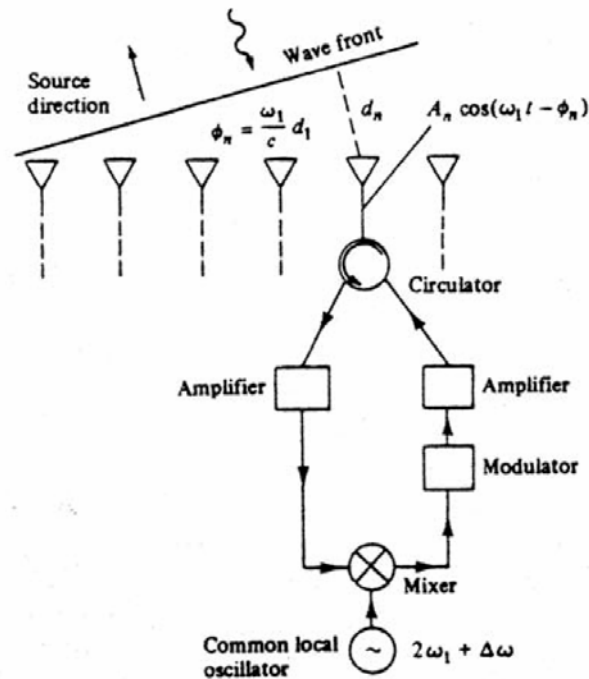
$$\cos(\theta_1) = \frac{\pm kC}{fd} + 1/p$$

رابطه بالا نشان میدهد که با تغییر فرکانس، زاویه عوض شده و لوب اصلی می چرخد. در این قبیل رشته ها از تغییر فاز دهنده استفاده نشده و بنابراین سازه خیلی ساده ای دارند ، ولی همانطور که قبلا گفته شد ، بعلت اینکه خصوصیات آنتن با فرکانس تغییر میکند ، بنابراین حدود تغییرات فرکانس ، و در نتیجه چرخش لوب هم محدود خواهد بود. در بیشتر کاربری ها، تغییرات ۱۰ درجه در لوب اصلی کافی است. معمولا فاصله را زیاد میگیرند که تغییرات فرکانسی کمتری نیاز باشد.

۱۳-۴- رشته آنتن هم جهت باز گردان Retro-directive [۱,۴]

این رشته آنتن سیگنال دریافتی را در همان جهت دریافت ، ارسال خواهد کرد. انواع فعال و غیر فعال آن وجود داشته و بیشتر برای ارتباطات متحرک بکار میرود.

مطابق شکل زیر ، اگر موج ارسالی به رشته آنتن از جهت θ_0 فرستاده شده باشد، آنتن n ام دارای پیش فازی برابر $\phi_n = \beta d_n \cos(\theta_0)$ ، نسبت به اولین آنتن سمت چپ خواهد داشت. حال اگر بخواهیم که موج ارسالی توسط آنتن در جهت θ_0 باشد ، باید آنتن n ام به اندازه ϕ_n پس فاز داشته باشد تا با آنتن اول در جبهه موج همفاز شود. برای این کار ، مدار ساده شده زیر مورد استفاده قرار میگیرد.



شکل ۴-۵۴

اگر سیگنال دریافتی توسط آنتن n ام برابر با $A_n \cos(\omega_1 t + \phi_n)$ (فرکانس موج ارسالی) باشد، و این سیگنال پس از تقویت با نوسانات اسیلاتوری با فرکانس $2\omega_1 + \Delta\omega$ مخلوط شود ، خواهیم داشت

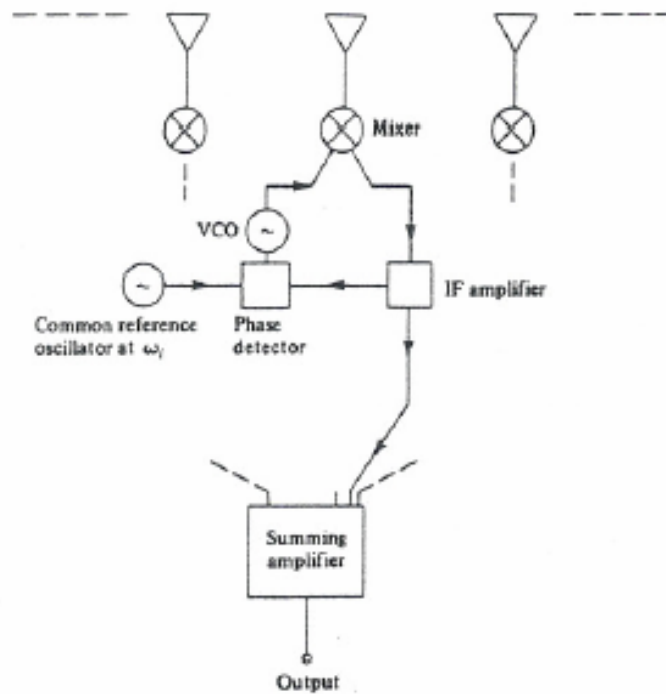
$$A_n \cos(\omega_1 t + \phi_n) \cos[(2\omega_1 + \Delta\omega)t] =$$

$$A_n / 2 \cos[(\omega_1 + \Delta\omega)t - \phi_n] + A_n / 2 \cos[(3\omega_1 + \Delta\omega)t + \phi_n]$$

ملاحظه میشود که در لبه کناری باند $(\omega_1 + \Delta\omega)$ ، سیگنال به اندازه $\phi_n -$ یعنی اختلاف فاز دریافت با علامت منفی ، تغییر فاز پیدا کرده و منظور ما حاصل شده است. سیرکولاتور برای جداکردن سیگنال ارسال و دریافت است . مدار بالا برای همه آنتن ها بکارمیرود و اسیلاتور برای همه مشترک است.

۴-۱۴- رشته آنتن تطبیقی Adaptive-array [۱,۴]

در این رشته آنتن ، سیستم طوری خود را تنظیم میکند که ماکزیمم سیگنال دریافت شود این کار با همفاز کردن سیگنال همه آنتن ها انجام میشود. مدار ساده شده بصورت زیر است.



شکل ۴-۵۵

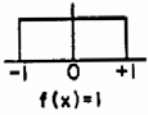
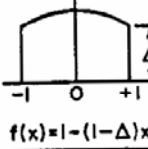
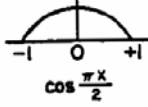
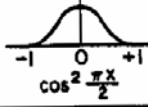
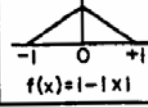
فرض کنیم جهت دریافت θ_0 بوده ، و فاز آنتن ها ϕ_n باشد. هر سیگنال با VCO مربوط به خود، کار کرده و سیگنال IF تهیه میشود. ولی دتکتور فاز ، تا زمانی که فاز آن با فاز اسیلاتور مرجع ، یعنی ϕ_0 یکی نشود خروجی داشته و این خروجی فاز اسیلاتور VCO هر آنتن را تنظیم میکند. پس فاز هر اسیلاتور محلی آن قدر تغییر میکند که دتکتور فاز ، خروجی نداشته ، یعنی فازش برابر با ϕ_0 شود. به این ترتیب همه آنتن ها ، در قسمت IF ، دارای فاز ϕ_0 شده و سیگنالها بطور همفاز با هم جمع میشوند و بنابراین حداکثر دامنه در موار جمع ، حاصل خواهد شد. واضح است که مدار بالا برای کلیه آنتن ها وجود داشته ولی اسیلاتور مرجع برای همه یکی است.

۴-۱۵- رشته آنتن با توزیع پیوسته(با فاصله صفر)

یک آنتن سیمی با توزیع جریان سینوسی را میتوان بصورت رشته آنتنی متشکل از تعداد زیادی N (در حد ، $N \rightarrow \infty$) آنتن عنصر جریان با طول dz (در حد ، $dz \rightarrow 0$) دانست که توزیع جریان آنها سینوسی است. هم چنین یک آنتن موج متحرک را میتوان چنین رشته آنتنی با توزیع یکنواخت و با فازی برابر با $\alpha = -\beta dz$ دانست. این حالت

را رشته آنتن پیوسته مینامیم. معادلات و خصوصیات این رشته آنتن ها را میتوان بسادگی از رشته آنتن های معمولی بدست آورد. در جدول زیر مشخصات بعضی از این رشته آنتن ها با توزیع جریان مختلف نشان داده شده است.

TABLE 2-1 Line-Source Distributions

TYPE OF DISTRIBUTION $-1 \leq x \leq 1$	DIRECTIVITY PATTERN $E(u)$	HALF POWER BEAMWIDTH IN DEGREES	ANGULAR DISTANCE TO FIRST ZERO	INTENSITY OF 1st SIDELobe db BELOW MAX.	GAIN FACTOR	
 $f(x)=1$	$\int \frac{\sin u}{u}$	$50.8 \frac{\lambda}{L}$	$57.3 \frac{\lambda}{L}$	13.2	1.0	
 $f(x)=1-(1-\Delta)x^2$	$\int (1+\Sigma) \frac{\sin u}{u}$ $\Sigma = (1-\Delta) \frac{d^2}{du^2}$	$\Delta = 1.0$	$50.8 \frac{\lambda}{L}$	$57.3 \frac{\lambda}{L}$	13.2	1.0
		.8	$52.7 \frac{\lambda}{L}$	$60.7 \frac{\lambda}{L}$	15.8	.994
		.5	$55.6 \frac{\lambda}{L}$	$65.3 \frac{\lambda}{L}$	17.1	.970
		0	$65.9 \frac{\lambda}{L}$	$81.9 \frac{\lambda}{L}$	20.6	.833
 $\cos \frac{\pi x}{2}$	$\frac{\pi L}{2} \frac{\cos u}{(\frac{\pi}{2})^2 - u^2}$	$68.8 \frac{\lambda}{L}$	$85.9 \frac{\lambda}{L}$	23	.810	
 $\cos^2 \frac{\pi x}{2}$	$\frac{L}{2} \frac{\sin u}{u} \frac{\pi^2}{\pi^2 - u^2}$	$83.2 \frac{\lambda}{L}$	$114.6 \frac{\lambda}{L}$	32	.667	
 $f(x)=1- x $	$\frac{L}{2} \left(\frac{\sin \frac{u}{2}}{\frac{u}{2}} \right)^2$	$73.4 \frac{\lambda}{L}$	$114.6 \frac{\lambda}{L}$	26.4	.75	

۵- نویز در آنتن های گیرنده [۱,۷,۸]

دریافت نویز توسط آنتن های گیرنده ، بعلت وجود تشعشعات الکترومغناطیسی موجود در فضا ، در اثر منابع مختلف است که بعدا راجع به آنها بحث خواهیم کرد. مثلا برای گیرنده های تلویزیونی، نسبت سیگنال به نویز (S/N) باید بیش از $40dB$ باشد و $S/N < 10dB$ غیر قابل قبول است. ابتدا با مفاهیم محاسبه نویز آشنا میشویم .

۵-۱- نویز حرارتی (Thermal noise)

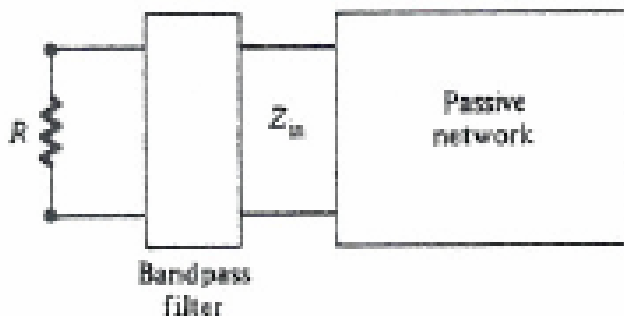
از حرکت رندام الکترونها در یک مقاومت R در درجه حرارت مطلق T نویزی ایجاد میشود که برای درجات حرارت معمولی و در فرکانسهای پائین تر از نور ، بر اساس آزمایشات نایکوست (Nyquist) ولتاژ RMS آن در رابطه زیر صادق است

$$V_n^2 = 4KTRB$$

مقدار $K = 1.38 \times 10^{-23} = -229dbw$ ثابت بولتزمن و B عرض باند است. طیف ولتاژ نویز در شرائط ذکر شده مستقل از فرکانس بوده و نویز سفید نامیده میشود.

اگر مقاومت مذکور، که بعنوان یک منبع نویز است ، با واسطه یک فیلتر که عرض باند آن B است، به یک شبکه غیر فعال، با امپدانس مساوی با آن مقاومت متصل شود ، قدرت منتقل شده به شبکه برابر است با :

$$P_n = \frac{V_n^2}{4R}$$



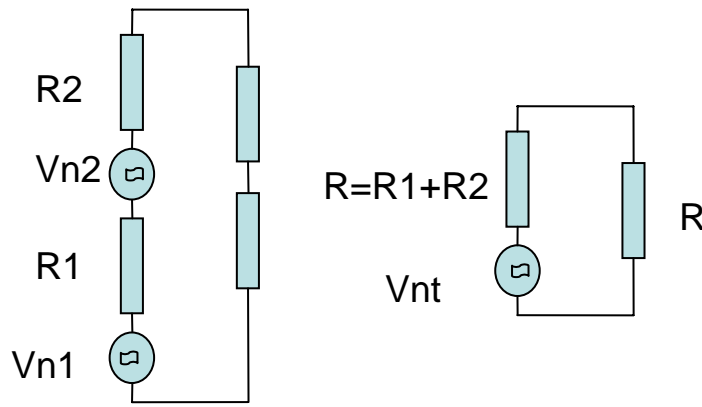
از رابطه بالا داریم

$$P_n = KTB$$

این مقدار، قدرت نویز قابل دسترسی از مقاومت ، تحت شرائط تطبیق است. بر اساس رابطه نایکوست ، چون K ثابت بوده و عرض باند B نیز مشخص است ، پس T میتواند بیان کننده قدرت نویز باشد . یعنی قدرت نویز، رابطه خطی با درجه حرارت T دارد.

۵-۲- درجه حرارت نویز معادل

اگر چند منبع ، مطابق شکل زیر داشته باشیم ، در اینصورت میتوانیم برای مقدار RMS ولتاژ منابع بنویسیم:



شکل ۲-۵

$$V_{nT}^2 = V_{n1}^2 + V_{n2}^2 + \dots$$

بنابراین

$$V_{nT}^2 = V_{n1}^2 + V_{n2}^2 = 4K(T_1R_1 + T_2R_2 + \dots)B$$

است. اگر $V_{nT}^2 = 4KT_eRB$ در نظر گرفته شود، درجه حرارت نویز معادل برابر با مقدار زیر تعریف میشود.

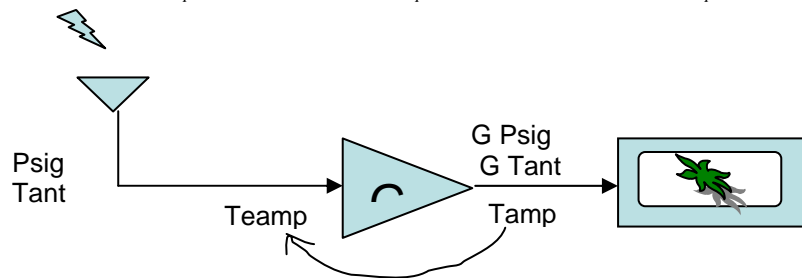
$$T_e = T_1 \frac{R_1}{(R_1+R_2)} + T_2 \frac{R_2}{(R_1+R_2)}$$

$$T_e = T_1 \frac{R_1}{R} + T_2 \frac{R_2}{R}$$

۳-۵- نسبت سیگنال به نویز در خروجی تقویت کننده

اگر ژنراتوری دارای قدرت نویز P_{nG} و قدرت سیگنال خروجی P_{sigG} بوده و به یک تقویت کننده با گین G ، که نویزی برابر با P_{namp} را ایجاد میکند، متصل شود، نسبت سیگنال به نویز در خروجی تقویت کننده برابر است با

$$S/N = \frac{GP_{sigG}}{P_{namp} + GP_{nG}} = \frac{GP_{sigG}}{KBT_{amp} + GKBT_{Gt}} = \frac{P_{sig}G}{KB(T_{eamp} + T_G)}$$



شکل ۳-۵

که T_{eamp} مقدار نویز تقویت کننده نسبت به ورودی آن است. یعنی درجه حرارت نویز برابر با $T = T_G + \frac{T_{amp}}{G}$ خواهد شد. این رابطه نشان میدهد که اگر نویز ژنراتور خیلی زیاد باشد، تلاش برای کاهش نویز تقویت کننده و ساختن تقویت کننده کم نویز (LNA)، ثمر بخش نخواهد بود.

در حال کلی که چندین تقویت کننده (ویا تضعیف کننده) بطور پشت سرهم در یک مدار وجود داشته باشند، میتوان نشان داد که درجه حرارت نویز کلی از رابطه زیر محاسبه میشود.

$$T_e = T_{e1} + \frac{T_{e2}}{G_1} + \frac{T_{e3}}{G_1 G_2} + \frac{T_{e4}}{G_1 G_2 G_3} + \dots$$

۵-۵- اثر نویز در آنتن ها

بعدا خواهیم دید که دستگاههای الکتریکی، برق آسمان، ستارگان و..... ایجاد تشعشعات الکترومغناطیسی میکنند و این قابل دریافت توسط آنتن ها است. اگر قدرت نویز دریافتی توسط آنتن P_{nAnt} باشد، میتوان یک درجه حرارت نویز معادل، که البته اگر آنتن بدون افت باشد، هیچ ارتباطی به درجه حرارت محیط ندارد، برای این قدرت نویز تعریف کرد، که در رابطه $P_{nAnt} = KT_{Ant} B$ صدق کند. واضح است که مقاومتی که این نویز را می بیند و بخارج مدار آنتن منتقل میکند، R_r یعنی مقاومت تشعشعی آنتن است. البته اگر آنتن دارای افت هم باشد، همان نویز حرارتی محیط در مقاومت افتی آن R_f ظاهر خواهد شد. در این بررسی فرض میکنیم که آنتن و گیرنده تطبیق باشند.

به این ترتیب، یک آنتن بصورت یک منبع نویز برای تقویت کننده بعد از خودش بوده و داریم

$$S/N = \frac{P_{sigant}}{KB(T_{camp} + T_{ant})}$$

رابطه بالا نشان میدهد که در باند فرکانسی که نویز آنتن زیاد باشد، کاستن نویز تقویت کننده، کارساز نخواهد بود. میزان نویز دریافتی به زمان، مکان،..... بستگی دارد، و بنابراین یک مقدار متوسط برای T_{ant} مورد نظر است. میتوان نشان داد که وقتی تشعشعات الکترومغناطیسی توسط مولکولهای هوا یا بخار آن جذب میشوند، ذرات بصورت تشعشع کننده گرمائی عمل کرده و در خروجی آنتن ایجاد نویز حرارت میکنند.

۵-۶- منابع نویز آنتن ها [۱،۴،۷]

مهم ترین منابع نویز، نویز انسانی، نویز اتمسفریک، نویز کیهانی و نویز بخار آب و اکسیژن است. هستند. نویز انسانی، نویزی است که توسط دستگاههای ساخت دست انسان ایجاد میشود. مثلا موتورها، در صورتیکه جرقه بزنند ایجاد نویز میکنند. همین طور یک فرستنده، برای گیرنده ای که نمیخواهد آن فرکانس را دریافت کند یک منبع نویز است. نویز اتمسفریک (*Atmospheric - Noise*)، که علت اصلی آن تخلیه های الکتریکی یا برق آسمان است و در تمام مدت زمان در اتمسفر اتفاق می افتد، دارای قدرت بسیار زیادی است. در هر لحظه هزاران برق در آسمان زده شده و چون جو زمین مانند یک محفظه عمل میکند، با انعکاسات متوالی باعث تداوم نویز در محیط میشود. در این فرکانس ها، گستردگی منبع نویز در فضا طوری است که توسط تمام جهات پرتو جذب میشود. این نویز در فرکانسهای زیر $10MHz$ بسیار موثر است و از آن بعد مقدار آن کاهش می یابد.

بعلت اختلالات اتمسفریک در موج بلند و کوتاه در سال ۱۹۳۰ آزمایشگاه بل، *جانسکی* (*Jansky*) را مامور کرد تا مشخص کند که منابع نویز در این باند ها آیا جهت خاصی دارند یا خیر. و چنانچه این جهات تعیین میشدند باید آنتن ها در آن جهات دارای دامنه صفر (نول) باشند. جانسکی یک آنتن گردان ۸ عنصری پرده ای رفلکتور دار که در طول موج ۱۴ متر کار میکرد تهیه و ضمن کسب اطلاعات از نویز اتمسفر، متوجه شد که وقتی اختلالات اتمسفریک هم وجود نداشته باشند، یک نویز استاتیک شبیه هیس که در ۲۴ ساعت کاملا گردش میکند وجود دارد. پس از ماهها بررسی به این نتیجه رسید که این

اختلالات از فوق زمین وخورشید بوده ومربوط به کهکشان است.به این ترتیب جانسکی، پدر رادیو آسترونومی شد. درسال ۱۹۳۳ ایستگاه رادیو آسترونومی جانسکی افتتاح شد.به این ترتیب نویز کهکشانیها مورد توجه قرار گرفت.

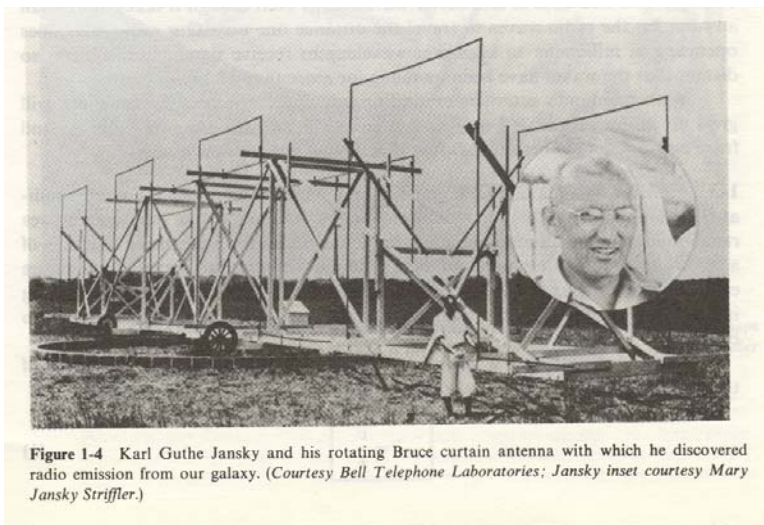
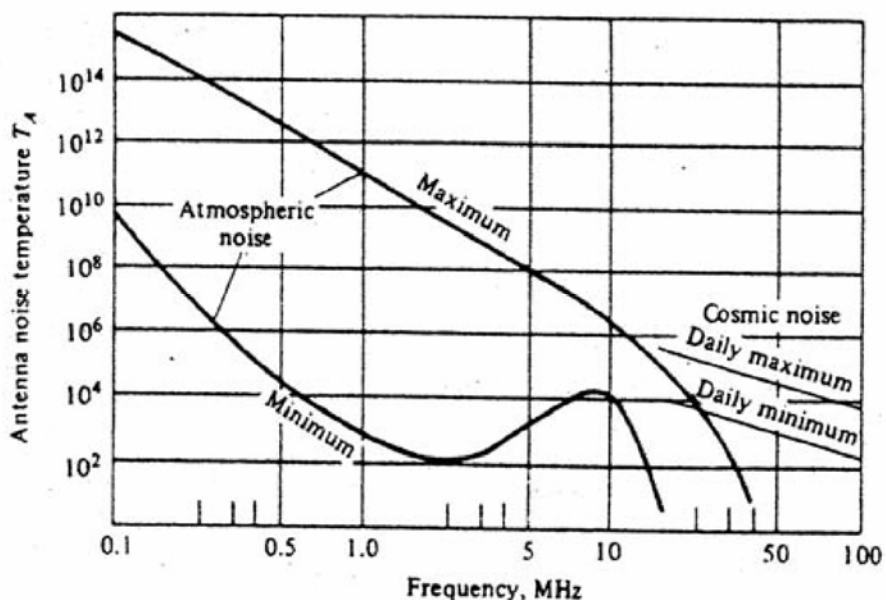
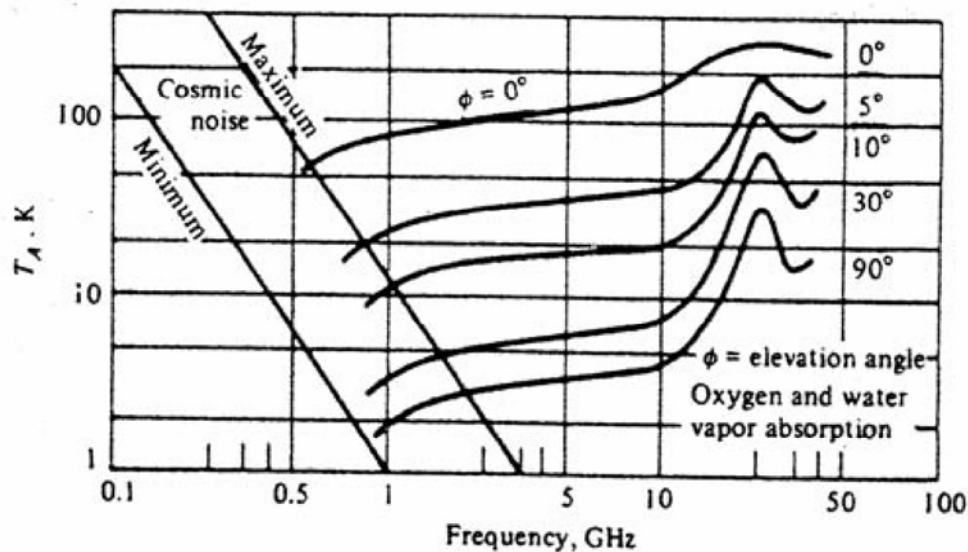


Figure 1-4 Karl Guthe Jansky and his rotating Bruce curtain antenna with which he discovered radio emission from our galaxy. (Courtesy Bell Telephone Laboratories; Jansky inset courtesy Mary Jansky Striffler.)

در فرکانسهای 20MHz تا حدود 3GHz ، نویز موجود در محیط، در اثر تشعشعات الکترومغناطیسی ستارگان و کهکشان ها است (Cosmic noise). مثلا درجه حرارت معادل تقریبی نویز خورشید از رابطه $T_{sun} = \frac{675}{f_{MHz}}$ و نویز کهکشانی از رابطه $T_{cosmic} = T_0 \lambda_0^2$ بدست می آید.در فرکانس 1GHz ، نویز خورشید حدود $10^5 K$ است . ماهواره ها زمین را با حرارت 254K می بینند . مجموعه نویز اتمسفریک و نویز کهکشانی را ، نویز آسمان مینامند. نویز زمین ۲۹۰ درجه و انسان ۳۱۰درجه، یک آنتن فرستنده $10^6 K$ و آسمان خالی ۳ درجه است .



شکل ۴-۵



شکل ۵-۵

در فرکانسهای مایکروویو ، ملاحظه میشود که نویز دریافتی، به زاویه آنتن نسبت به افق بستگی دارد. این به این علت است که در زوایای عمودی مسیری از اتمسفر که توسط آنتن دیده میشود ، کوتاه تر بوده و منبع نویز کمتری در دید مستقیم آنتن قرار میگیرند. در فرکانسهای حدود GHz ، نویز کهکشانی و اتمسفر به حدود چند درجه کلون میرسد. در $21GHz$ ، نویز بعلت رزناس مولکولهای بخار آب و در $60GHz$ و $118GHz$ بخاطر رزناس مولکولهای اکسیژن موجود در اتمسفر ، ناگهان افزایش می یابد.

با توجه به مطالب بالا ، دیده میشود که در فرکانسهای پائین تر از HF (۳ تا ۳۰ مگاهرتز) تلاش برای ساخت تقویت کننده کم نویز (LNA) بی فایده بوده و در بالای UHF مناسب است . همین طور قسمتهائی از باند مایکروویو نیز دارای نویز زیاد است.

حدود نویز تقویت کننده های کم نویز در فرکانسهای مختلف در زیر آمده است. گین این تقویت کننده ها میتواند تا ۵۰ دسی بل باشد.

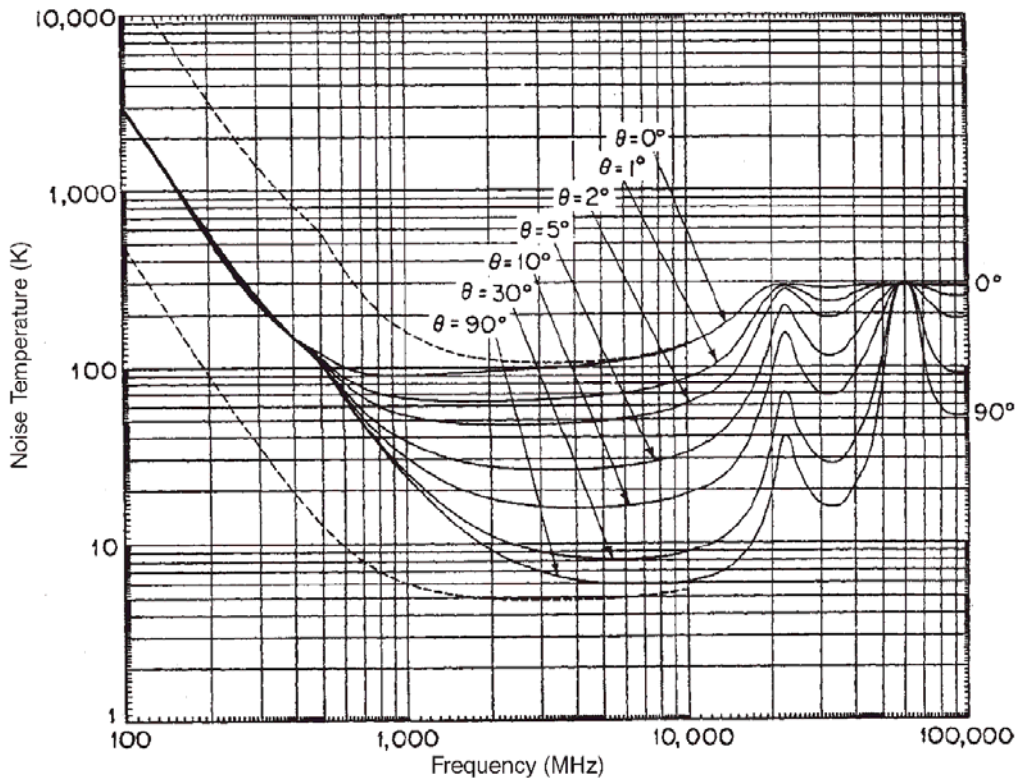
$f - GHz$	$N(^{\circ}K)$
4	30
12	65
20	130
40	200

در گیرنده ها اکثرا از مجموعه کم نویز (LNB) که در آن سیگنال RF تقویت شده و با مخلوط شدن با فرکانس آسیلاتور محلی (LO) تبدیل به فرکانس میانی (IF) با فرکانس حدود ۹۰۰ تا ۱۷۰۰ مگاهرتز (با باند فرکانسی ۷۰ تا ۱۴۰ مگاهرتز) میشود، استفاده میکنند.

معمولا نویز اصلی به (LNA) محدود میشود. مثلا اگر گین تقویت کننده کم نویز ۵۰ دسی بل و درجه حرارت نویز آن ۱۵۰ درجه کلون، گین مخلوط کننده، ۱۰- دسی بل و نویز آن ۸۵۰ درجه ، گین تقویت کننده فرکانس میانی ۳۰ دسی بل و درجه حرارت نویز آن ۴۰۰ درجه کلون باشد، با استفاده از رابطه کلی نویز ، مقدار نویز برابر خواهد بود با

$$T_e = T_{e1} + \frac{T_{e2}}{G_1} + \frac{T_{e3}}{G_1 G_2} \approx 150^{\circ} K$$

شکل زیر نیز منحنی مجموعه نویزها را نشان میدهد



شکل ۵-۶

۵-۶- نویز آنتن های جهت دار [۱,۴,۶,۷]

در فرکانسهای مایکروویو، معمولاً آنتن ها دارای یک لوب بسیار باریک و قوی بوده و ضمناً لوبهای فرعی فراوانی نیز دارند، که هر کدام در جهتی متفاوت قرار گرفته اند. اگر درصدی از لوب که در جهت منبع نویز T_k قرار میگیرد برابر با α_k باشد، درجه حرارت نویز کل آنتن برابر با مقدار زیر خواهد بود.

$$T_{ant} = \sum \alpha_k T_k$$

و یا اگر بطور پیوسته در نظر بگیریم

$$T_{ant} = \frac{1}{4\pi} \int T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi$$

که در آن $G(\theta, \varphi)$ گین آنتن در جهات مختلف است. این مساله میتواند اثر قابل توجهی در افزایش نویز آنتن داشته باشد. مثلاً اگر درجه حرارت نویز آنتنی را که ۹۰٪ لوب آن بطرف آسمان با درجه حرارت نویز ۲۰ درجه بوده و ۱۰٪ بقیه بطرف زمین با نویز ۳۰۰ درجه است، حساب کنیم، خواهیم داشت

$$T_{ant} = .9 \times 20 + .1 \times 300 = 48^{\circ} K$$

یعنی نویز ۲۰ درجه به ۴۸ درجه تبدیل میشود.

در ایستگاههای زمینی، لوبهای فرعی که زاویه کمتر از ۱۰-درجه نسبت به زمین دارند نوپز ۲۹۰ درجه و برای زوایای بین ۱۰- و صفر، نوپز ۱۵۰ درجه، برای صفر تا ۱۰ درجه نوپز ۵۰ درجه و برای زوایای ۱۰ تا ۹۰ درجه نوپز ۱۰ درجه کلون را می بینند. برای نشانه گیری آنتن ایستگاه زمینی بطرف ماهواره فقط باید نوپز خورشید و ماه را (که در فرکانس ۴ گیگا هرتز به ترتیب حدود ۱۲۰۰۰ و ۲۵۰ درجه کلون است) در نظر گرفت.

در آنتن های تلویزیونی فرض آن است که ۵۰ درصد نوپز کهکشانی و ۵۰ درصد نوپز زمین (۲۹۰ درجه) است [۸]. ماهواره ها زمین را با نوپز حدود ۲۹۰ درجه کلون می بینند. نوپز دریا کمتر از خشکی است. نوپز در امریکای شمالی ۲۶۰ درجه و در امریکای جنوبی ۲۸۰ درجه در اروپا ۲۴۰ تا ۲۶۰ و در آسیا ۲۷۰ و اقیانوسها ۱۵۰ درجه است.

۷-۵- نوپز آنتن در اثر افت اهمی

اگر آنتن دارای افت در ساختمان مکانیکی یعنی جنس آن ، باشد ، این افت بصورت یک مقاومت اهمی عمل کرده و نوپزی که به درجه حرارت محیط نیز بستگی دارد بوجود میاید. با توجه به رابطه درجه حرارت نوپز معادل ، در این حالت داریم

$$T_e = T_1 \frac{R_1}{R} + T_2 \frac{R_2}{R} = T_{ant} \frac{R_r}{R_r + R_{loss}} + T_0 \frac{R_2}{R_r + R_{loss}}$$

که T_0 معمولا ۳۰۰ درجه کلون است.

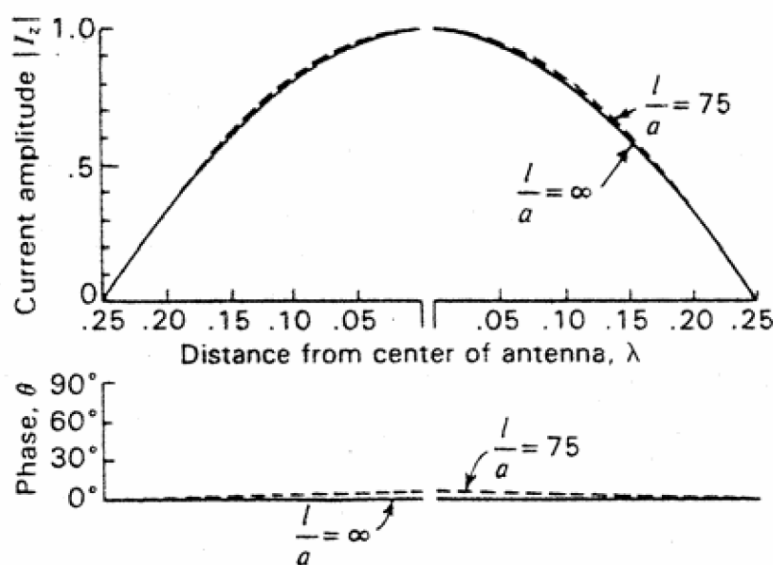
مثلا نوپز معادل یک آنتن با مقاومت تشعشی ۵۰ اهم و مقاومت افتی ۳ اهم، در صورتیکه درجه حرارت نوپز دریافتی آنتن ۲ درجه کلون بوده و درجه حرارت محیط ۳۰۰ درجه کلون باشد برابر است با

$$T_e = T_{ant} \frac{R_r}{R_r + R_{loss}} + T_0 \frac{R_{loss}}{R_r + R_{loss}} = 2 \frac{50}{52} + 300 \frac{2}{52} = 11.6$$

۶- امپدانس آنتن‌ها [۳,۴,۶,۷]

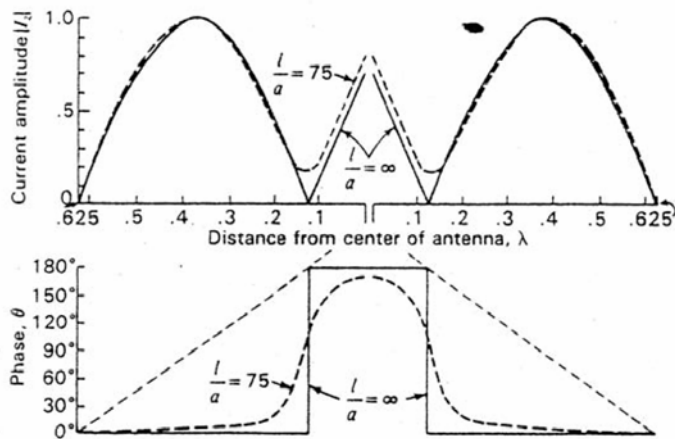
دانستن امپدانس آنتن برای کاربرد در مدار فرستنده و گیرنده ، مورد نیاز است تا بتوان حداکثر قدرت را منتقل کرد. معمولاً یک تطبیق با ضریب انعکاس $SWR=1.5$ مناسب است. وقتی آنتن به تنهایی در فضا باشد ، امپدانس ورودی آن همان امپدانس آنتن (*self impedance*) بوده ولی در عمل معمولاً سایر اشیاء ، مانند زمین ، و یا سایر آنتن‌ها نیز روی امپدانس آنتن اثر می‌گذارند. اثر متقابل دو آنتن روی هم ، امپدانس متقابل (*Mutual impedance*) نامیده میشود.

مسئله مهم در تعیین امپدانس آنتن دانستن توزیع جریان آن ، بخصوص در نقطه تغذیه است . فرض توزیع جریان سینوسی برای آنتن‌های سیمی ساده ، تقریبی بوده و منجر به بینهایت شدن امپدانس برای آنتن‌های با تغذیه در نقطه صفر جریان است . پس باید جریان دقیق بطریق مقتضی ، بخصوص در نقطه تغذیه تعیین شود. بعداً خواهیم دید که توزیع جریان دقیق ، بجز در نقطه صفر جریان ، تفاوت اندکی با توزیع جریان سینوسی دارد. بنابراین برای آنتن‌هایی که نقاط تغذیه آنها به اندازه کافی از نقطه صفر دور است ، میتوان بدون اشکال ، جریان را سینوسی فرض کرد. همین طور برای محاسبه میدان و قدرت ، چون انتگرال جریان مطرح است ، جریان سینوسی خطائی جزئی ایجاد میکند. ولی برای تغذیه در حوالی نقطه صفر ، مسئله حساس بوده و بخصوص جریان نقطه تغذیه ، که در جریان دقیق مخالف صفر است ، برای تعیین امپدانس اهمیت دارد. در شکل‌های زیر تفاوت جریان دقیق و سینوسی برای آنتن‌های سیمی نشان داده شده است.

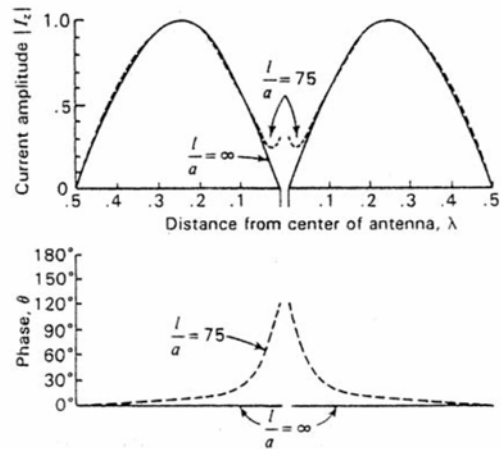


شکل ۱-۶

خواهیم دید که افزایش قطر آنتن سیمی ، باعث کاهش تغییرات در امپدانس و در نتیجه ازدیاد عرض باند میشود. همین طور در آنتن‌های کوتاه ، راکتانس خازنی بسیار زیادی وجود دارد که اگر چه میتوان با استفاده از سلف آنرا خنثی کرد ، ولی افت بالارفته، و بهره و عرض باند کاهش مییابد.



شکل ۲-۶



۱-۶- روشهای محاسبه امپدانس آنتن

روشهای مختلفی از جمله بردار پوینتینگ (*Poynting vector*)، نیروی محرکه الکتروموتوری القایی (*Induced electromotive force*)، با فرض جریان تقریبی سینوسی، و هم چنین خط انتقال یا مود تئوری و حل مساله شرایط حدی (*Boundary value problem*)، با تعیین جریان دقیق، وجود دارند.

در روش بردار پوینتینگ، که قبلاً مورد استفاده قرار گرفت، جریان، سینوسی فرض شده و از میدانهای دور روی یک سطح با شعاع زیاد انتگرال گیری میشود، و چون میدانهای نزدیک در نظر گرفته نشده، کمیت به دست آمده، فقط مربوط به مقاومت تشعشی بوده و از راکتانس آنتن اطلاعاتی در دست نخواهد بود.

در روش نیروی الکتروموتوری القایی، همچنان، جریان، سینوسی فرض شده، ولی انتگرال روی بدنه آنتن انجام میشود که شامل همه میدانها است، و بنابراین راکتانس آنتن هم مشخص میشود.

در دو روش بالا، نتایج بدست آمده، (به علت صفر شدن جریان در نقطه با فاصله $\lambda/2$ از انتهای آنتن) برای آنتن های دی پل (یا مونوپل) با طول حد اکثر 0.6λ (یا 0.3λ) قابل قبول است و برای طولهای بزرگتر، باید از روشهای تعیین توزیع جریان دقیق استفاده شود.

در روشهای حل مساله شرایط حدی، توزیع جریان دقیق تعیین میشود. برای این کار باید معادلات انتگرال، یا دیفرانسیل (ویا هر دو)، شامل جریان ناشناخته آنتن را، بدست آورده و با توجه به شرایط حدی، حل کرد. روشهای حل این معادلات، برای حالات ساده، به روش تحلیلی و برای غیر آن، بصورت عددی حل میشود. برای آنتن های سیمی ساده، معادلات انتگرال پاکلینگتون (*Pocklington*) و هالن (*Hallen*) با هر دو روش تحلیلی و عددی حل میشود.

در روش خط انتقال، که بیشتر برای آنتن های دو مخروطی مطرح شده است، شلکونوف (*Schellkunoff*) مساله شرط حدی را با استفاده از تئوری مودی حل کرده است.

۲-۶- ماهیت راکتانس آنتن های دی پل - بررسی ساده

در بررسی ساده آنتن ها با جریان سینوسی، آنتن را به صورت یک خط ارتباط باز شده دانستیم. اگر از تشعشع، که اثر مقاومتی دارد، صرف نظر کنیم، امپدانس ورودی آنتن با طول L ، برابر با امپدانس ورودی خط باز با طول $H = L/2$ ، بوده و از رابطه


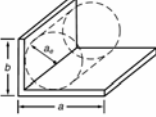
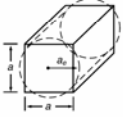
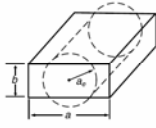
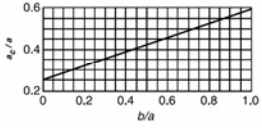

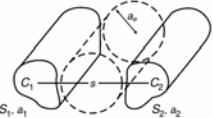
$$Z_{in} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \tan(\beta l)}{Z_c + jZ_L \tan(\beta l)} \Big|_{Z_L = \infty}$$

برابر با $Z_{in} = -jZ_c \cot(\beta l)$ میشود. از این رابطه مشخص میشود که راکتانس آنتن برای $0 < H < \lambda/4$ خازنی، برای $H = \lambda/4$ برابر صفر (آنتن رزنانس)، برای $\lambda/4 < H < \lambda/2$ سلفی، و برای $H = \lambda/2$ بینهایت (آنتن آنتی رزنانس) است.

البته روابط و نتیجه گیری، تقریبی است. عملاً همانطور که بعداً خواهیم دید، راکتانس آنتن، به نسبت قطر آنتن، وقتی که H کمی کوچکتر از $\lambda/4$ است، برابر صفر میشود. و هرچه قطر زیاد ترشود، رزنانس در طول کوچکتری اتفاق میافتد. در بررسی ساده میتوان گفت که علت این خصوصیت، اثر انتهائی آنتن است. یعنی انتهای آنتن بصورت یک خازن عمل کرده و مثل این است که به انتهای خط انتقال، یک خازن متصل کرده باشیم. پس جریان در انتها مخالف صفر شده و در نتیجه در طول کوچکتری به حد اکثر خود میرسد. معمولاً طول الکتریکی آنتن، بسته به قطر آن، کمی از طول فیزیکی آن کمتر است. این مقدار حدود ۵٪ در نظر گرفته میشود.

۳-۶- شعاع معادل آنتن ها با مقاطع مختلف

ممکن است مقطع آنتن دایروی نباشد، در این صورت از شعاع معادل استفاده کرده و کلیه روابط مربوط به آنتن با مقطع دایروی، بکار میروند. شعاع معادل برای مقطع تسمه ای $a_e = 0.25a$ ، برای مثلثی $a_e = 0.42a$ و برای مقطع مربعی $a_e = 0.59a$ است. برای برخی دیگر از مقاطع هم در جدول زیر روابطی آمده است [۲].

GEOMETRICAL SHAPE	ELECTRICAL EQUIVALENT RADIUS
	$a_e = 0.25a$
	$a_e = 0.2(a + b)$
	$a_e = 0.59a$
	
	$a_e = \frac{1}{2}(a + b)$
	$\ln a_e = \frac{1}{(S_1 + S_2)^2}$ $\times [S_1^2 \ln a_1 + S_2^2 \ln a_2 + 2S_1 S_2 \ln s]$ $S_1, S_2 = \text{peripheries of conductors } C_1, C_2$ $a_1, a_2 = \text{equivalent radii of conductors } C_1, C_2$

۴-۶- امپدانس نسبت به نقطه ماکزیمم جریان و امپدانس نسبت به پایه آنتن (نقطه تغذیه) [۷]

امپدانس آنتن، نسبت ولتاژ به جریان آنتن، در نقطه تغذیه یا پایه آنتن (Z_b) است. در شکل زیر، برای حالتیکه آنتن بطور متقارن از مرکز تغذیه شده، برای طولهای مختلف نشان داده شده است.



شکل ۳-۶

همان طور که قبلا گفتیم، در فرض جریان سینوسی، امپدانس در نقطه تغذیه، با حداکثر جریان، دقیق است. حال اگر فرض کنیم که در آنتن های بالا، نقطه تغذیه به نقطه ماکزیمم رفته ولی توزیع جریان هم چنان ثابت بماند، در این صورت نسبت

$$Z_m = \frac{V_m}{I_m}$$

را، امپدانس نسبت به ماکزیمم (لوپ) جریان مینامیم. این کار تسهیلاتی را در محاسبات امپدانس ایجاد میکند

با به دست آوردن امپدانس در لوپ جریان یا Z_m ، اگر طول آنتن $L = 2H$ ، باشد همان طور که در مبحث امپدانس دی پل $\lambda/2$ گفتیم، چون توزیع جریان بصورت $I = I_m \sin[\beta(H - z)]$ است، پس مقدار جریان در پایه آنتن، به ازای $Z = 0$ در رابطه بالا، برابر با $I_b = I_m \sin[\beta(H)]$ است. با توجه به اینکه توزیع جریان یکسان در نظر گرفته شده، پس میدان ها و قدرت تشعشی در هر دو وضعیت یکی بوده و بنابراین میتوان رابطه زیر را برای امپدانس ها نوشت:

$$I_m^2 Z_m = I_b^2 Z_b$$

ویا

$$Z_b = \frac{Z_m}{\sin^2(\beta H)}$$

در ادامه بحث، ما امپدانس را برای نقط لوپ جریان حساب خواهیم کرد.

۵-۶- محاسبه امپدانس آنتن ها با روش نیروی الکتروموتوری القائی $IEMF$ (با فرض توزیع جریان سینوسی)

در این روش امپدانس نسبت به لوپ جریان محاسبه میشود. توزیع جریان، سینوسی فرض شده و آنتن از مرکز تغذیه میشود. یعنی جریان در دو نیمه آنتن یکسان است. امپدانس در نقط پایه، یا تغذیه آنتن هم، با رابطه قبلی قابل محاسبه است. باید توجه داشت که مقادیر به دست آمده فقط در صورتیکه نقطه تغذیه از لوپ جریان خیلی دور نباشد، قابل قبول است، و اگر جریان در نقطه تغذیه به صفر نزدیک شود، خطا بسیار زیاد خواهد شد و باید از روشهای جریان دقیق استفاده کرد [۴,۶,۷].

قبلا دیدیم که ولتاژ اتصال باز یک آنتن گیرنده، در اثر تشعشع یک آنتن فرستنده از رابطه

$$V_{oc} = -\frac{1}{I(0)} \int I(z_1) \cdot E(z_1) dz_1$$

به دست میآید. در رابطه بالا ، V_{oc} ولتاژ اتصال باز آنتن گیرنده ، $E(z_1)$ میدان آنتن فرستنده روی آنتن گیرنده ، $I(z_1)$ توزیع جریان آنتن گیرنده مورد بررسی در حالت فرستندگی ، و $I(0)$ جریان ورودی آنتن در همین حالت است. برای حالتی که نقطه تغذیه روی نقطه حد اکثر جریان است ، یعنی $I(0) = I_m$ ، رابطه بصورت

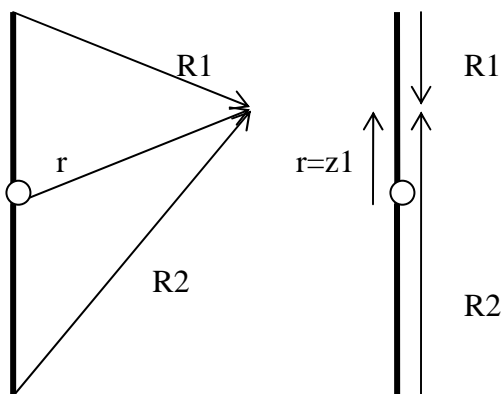
$$V_{moc} = -\frac{1}{I_m} \int I(z_1) \cdot E(z_1) dz_1$$

خواهد بود. واضح است که انتگرال روی آنتن گیرنده انجام میشود و $E(z_1)$ میدانهای کل ، اعم از تشعشعی و یا غیر آن است .

امپدانس ورودی آنتن فرستنده، در نقطه حداکثر جریان برابر $Z_m = \frac{V_m}{I_m}$ است که اگر آنتن گیرنده و فرستنده به هم

نزدیک شده و در نهایت، یکی شوند $V_m = V_{moc}$ شده و بنابراین داریم

$$Z_m = \frac{V_{moc}}{I_m} = -\frac{1}{I_m^2} \int I(z_1) \cdot E(z_1) dz_1$$



شکل ۴-۶

چون آنتن گیرنده و فرستنده یکی است ، $E(z_1)$ همان میدان نزدیک خود آنتن ، روی خودش است ، که قبلا بصورت زیر به دست آورده بودیم :

$$E(z_1) = -j \frac{\eta I_m}{4\pi} \left[\frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} + \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - 2 \cos(\beta H_1) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \right]$$

با توجه به اینکه مطابق شکل ، نقاط ، روی خود آنتن هستند مقادیر r و R_1 و R_2 برای وقتی که قطر آنتن کوچک باشد ، برابر

با

$$R_1 = \sqrt{a^2 + (H - z_1)^2}$$

$$R_2 = \sqrt{a^2 + (H + z_1)^2}$$

$$r = \sqrt{a^2 + z_1^2}$$

است. با فرض توزیع جریان سینوسی بصورت $I = I_m \sin[\beta(H \pm z_1)]$ و تبدیل مقادیر $e^{-jA} = \cos(A) - j\sin(A)$ برای مقادیر حقیقی و موهومی $Z_m = R_m + jX_m$ ، انتگرالهای زیر به دست میآید.

$$R_m = \frac{\eta}{4\pi} \left\{ \int_{-H}^0 \sin[\beta(H+z_1)] \left[-2\cos(\beta H) \frac{\sin(\beta r)}{r} + \frac{\sin(\beta R_1)}{R_1} + \frac{\sin(\beta R_2)}{R_2} \right] dz_1 + \int_0^H \sin[\beta(H-z_1)] \left[-2\cos(\beta H) \frac{\sin(\beta r)}{r} + \frac{\sin(\beta R_1)}{R_1} + \frac{\sin(\beta R_2)}{R_2} \right] dz_1 \right\}$$

$$X_m = \frac{\eta}{4\pi} \left\{ \int_{-H}^0 \sin[\beta(H+z_1)] \left[-2\cos(\beta H) \frac{\cos(\beta r)}{r} + \frac{\cos(\beta R_1)}{R_1} + \frac{\cos(\beta R_2)}{R_2} \right] dz_1 + \int_0^H \sin[\beta(H-z_1)] \left[-2\cos(\beta H) \frac{\cos(\beta r)}{r} + \frac{\cos(\beta R_1)}{R_1} + \frac{\cos(\beta R_2)}{R_2} \right] dz_1 \right\}$$

در این معادلات، در محاسبه R_m میتوان مقدار شعاع آنتن را خیلی ناچیز گرفته و برابر با صفر در نظر گرفت و اشکالی در محاسبات ایجاد نخواهد شد، زیرا عبارت $\frac{\sin(\beta r)}{r}$ برای آرگومان صفر معین و برابر با ۱ است. ولی در مورد X_m ، مقدار $\frac{\cos(\beta r)}{r}$ نامعین شده و باید $a \neq 0$ انتخاب شود. بنابراین مقدار راکتانس آنتن تابعی از شعاع آنتن خواهد بود.

انتگرالهای بالا، با انجام تغییر متغیرهای مناسب به انتگرالهای Si و Ci که قبلاً آشنائی داریم، تبدیل شده و نتایج آن بصورت زیر است.

$$X_m = \frac{\eta}{4\pi} [2Si(\beta L) + \cos(\beta L)[2Si(\beta L) - Si(2\beta L)] - \sin(\beta L)[2Ci(\beta L) - Ci(2\beta L) - Ci(2\beta a^2/L)]$$

$$R_m = \frac{\eta}{4\pi} [(2 - 2\cos(\beta L))S1(\beta L) - \cos(\beta L)S1(2\beta L) - 2\sin(\beta L)Si(\beta L) + \sin(\beta L)Si(2\beta L)]$$

در شکل زیر مقدار R_m برای آنتن مونوپل نشان داده شده است. توجه شود که مقادیر برای آنتن دی پل دو برابر این

است. [۷]

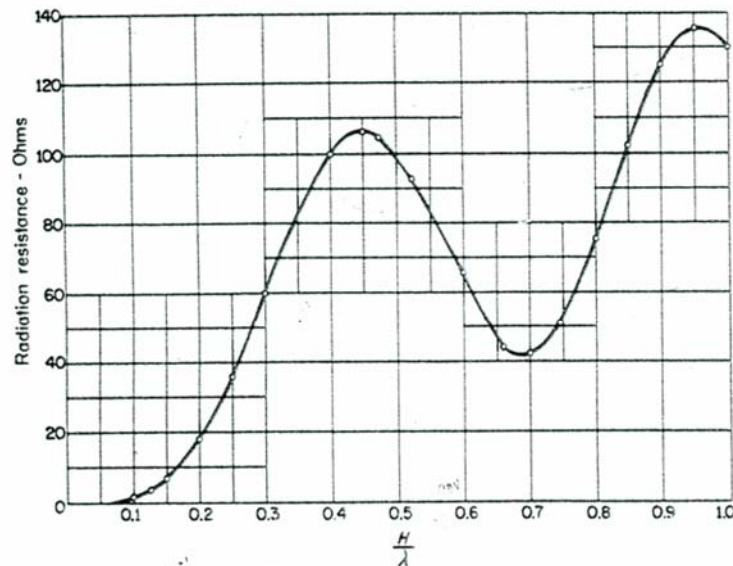


Figure 14-5. Radiation resistance (referred to the current loop) of a monopole antenna as a function of antenna height H/λ .

شکل ۵-۶

همان طور که قبلاً گفته شد، روش $IEMF$ و فرض جریان سینوسی برای نقطه تغذیه نزدیک به حداکثر جریان، قابل قبول است. در شکل زیر منحنی امپدانس آنتن در پایه آنتن، برای آنتن های مونوپل با طول حداکثر تا 3λ داده شده است. برای آنتن دی پل این مقادیر دو برابر میشوند. توجه کنید که راکتانس آنتن تابعی از شعاع آن است. وضمن راکتانس برای حالتیکه H کمی کوچکتر از $\lambda/4$ باشد (بخاطر اثر انتهائی آنتن)، صفر شده و آنتن رزونانس است. [۷] [پ ۲]. با پوشش دی الکتریک (الکتریکی و مغناطیسی با افت) میتوان عرض باند آنتن را به بهای کاهش بهره بهبود بخشید [۶].

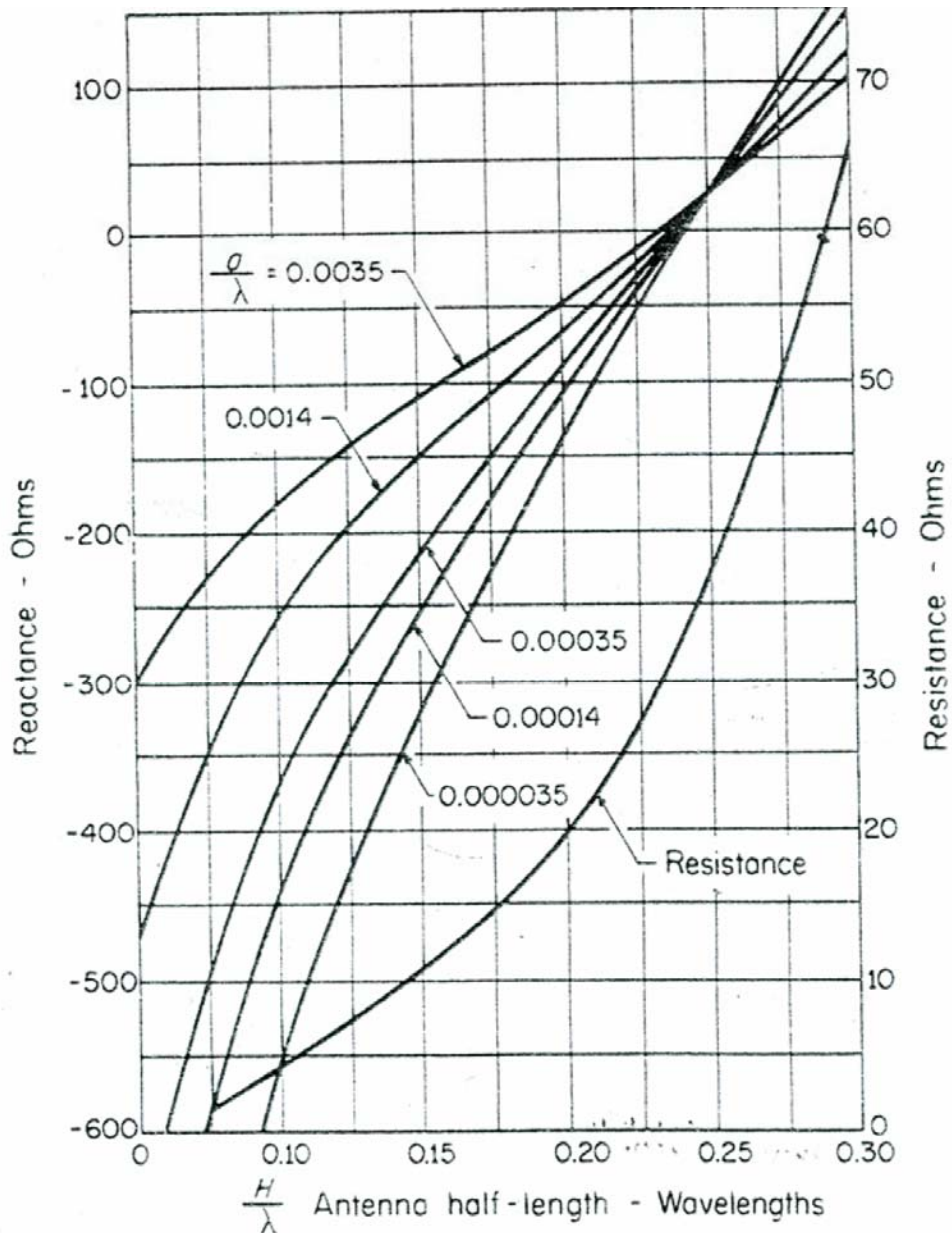


Figure 14-7. The resistance and reactance (referred to base) of short monopole antennas computed by the induced-emf method.

شکل ۶-۶

گر چه امپدانس آنتن (بخصوص راکتانس آن) به قطر آنتن بستگی دارد، ولی پرتو آن، همین طور که در شکل زیر دیده میشود، نسبت به تغییر قطر خیلی حساس نیست.

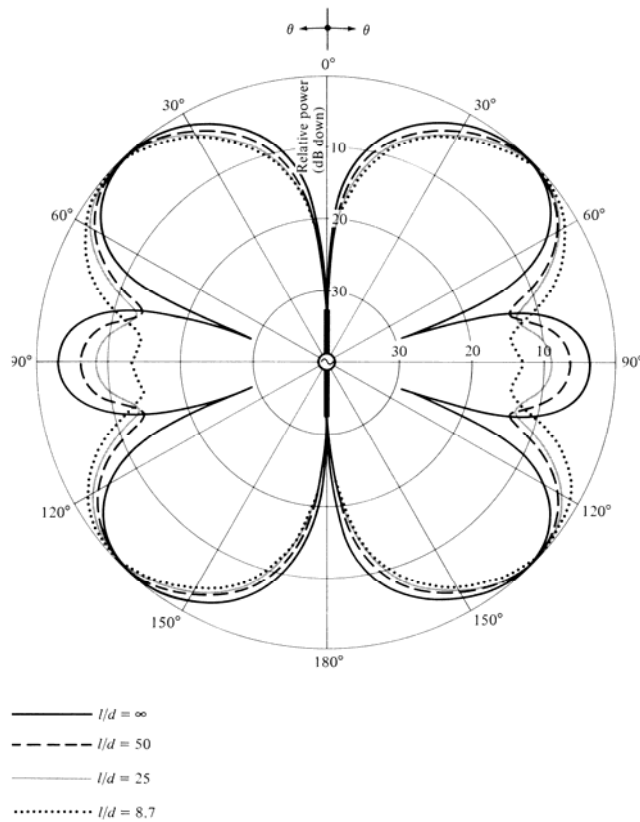
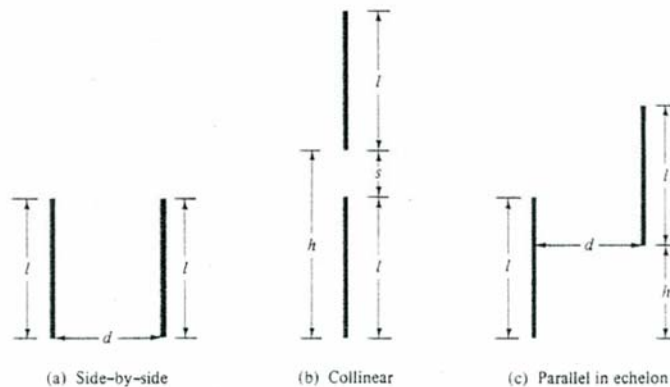


Figure 9.12 Amplitude radiation patterns of a $3\lambda/2$ dipole of various thicknesses.

شکل ۶-۷

۶-۶- محاسبه امپدانس متقابل آنتن ها با روش نیروی الکتروموتوری القائی $IEMF$ (با فرض توزیع جریان سینوسی) [۲,۴,۶,۷] [پ ۳]

وقتی دو آنتن یکی بعنوان گیرنده و یکی بعنوان فرستنده در فضا قرار گیرند ، میتوان ترمینال های دو آنتن را چهار قطب یک مدار چهار قطبی در نظر گرفت . در این صورت مدار معادل T با عناصر Z_{11} و Z_{22} و Z_{12} برای آن در نظر گرفته و معادلات زیر را مینویسیم



شکل ۶-۸

$$V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2$$

$$V_2 = Z_{12}I_1 + Z_{22}I_2$$

مقدار Z_{12} امپدانس متقابل دو آنتن است. برای محاسبه آن میتوان نوشت:

$$Z_{12} = \frac{V_2}{I_1} \Big|_{I_2=0}$$

یعنی امپدانس متقابل، برابر است با نسبت ولتاژ اتصال باز آنتن دوم به جریان ورودی نقطه تغذیه آنتن اول است و یا به عبارت دیگر:

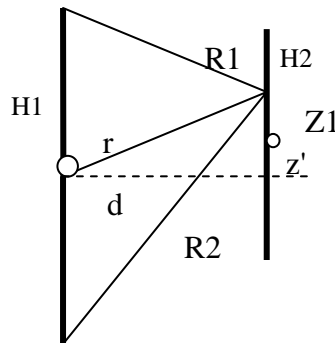
$$Z_{12} = \frac{V_{2oc}}{I_1(0)}$$

اما همان طور که در قسمت قبلی گفته شد، داریم

$$V_{2oc} = -\frac{1}{I_2(0)} \int I_2(z_1) \cdot E_{21}(z_1) dz_1$$

و برای نقطه ماکزیمم داریم

$$V_{2ocm} = -\frac{1}{I_{2m}} \int I_2(z_1) \cdot E_{21}(z_1) dz_1$$



شکل ۹-۶

که E_{21} میدان آنتن فرستنده روی بدنه آنتن گیرنده است. و فرض آن است که دو آنتن در یک صفحه واقع بوده و موازی هم هستند. اگر در این حالت هم، امپدانس نسبت به نقطه حداکثر جریان را در نظر بگیریم، داریم

$$Z_{12m} = \frac{V_{2ocm}}{I_{1m}} = -\frac{1}{I_{1m}I_{2m}} \int_{-H_2}^{H_2} I_2(z_1) \cdot E_{21}(z_1) dz_1$$

اما $E_{21}(z_1)$ همان میدان نزدیک آنتن ۱ روی آنتن ۲ است که مقادیر زیر تعریف میشوند

$$R_1 = \sqrt{d^2 + (H_1 - z_1 - z')^2}$$

$$R_2 = \sqrt{d^2 + (H_1 + z_1 + z')^2}$$

$$r = \sqrt{d^2 + (z' + z_1)^2}$$

که d فاصله دو آنتن است. در ادامه، فرض میکنیم که آنتن ها موازی یکدیگرند و بنابراین علامت ضرب داخلی در حاصلضرب میدان و جریان به ضرب معمولی تبدیل میشود. پس داریم

$$E_{21}(z_1) = -j \frac{\eta I_m}{4\pi} \left[\frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} + \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - 2 \cos(\beta H_1) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \right]$$

ضمنا توزیع جریان نیز ، به صورت $I_2 = I_{2m} \sin[\beta(H_2 \pm z_1)]$ است. باقراردادن این مقادیر در رابطه امپدانس متقابل ، مقدار Z_{12} به دست میآید.

واضح است که انجام انتگرال در رابطه مذکور به همان انتگرالهای Si و Ci منجر خواهد شد. برای حالت عمومی ، این انتگرالها مفصل بوده و در مراجع مختلف قابل دست یابی هستند. ما در اینجا بعضی حالات خاص را ، که بیشتر کاربری نیز دارند ، بررسی میکنیم.

۶-۶-۱- امپدانس متقابل دو آنتن دی پل مشابه کنار هم Side-by-side با طول $(2n+1)\lambda/2$ [۶]

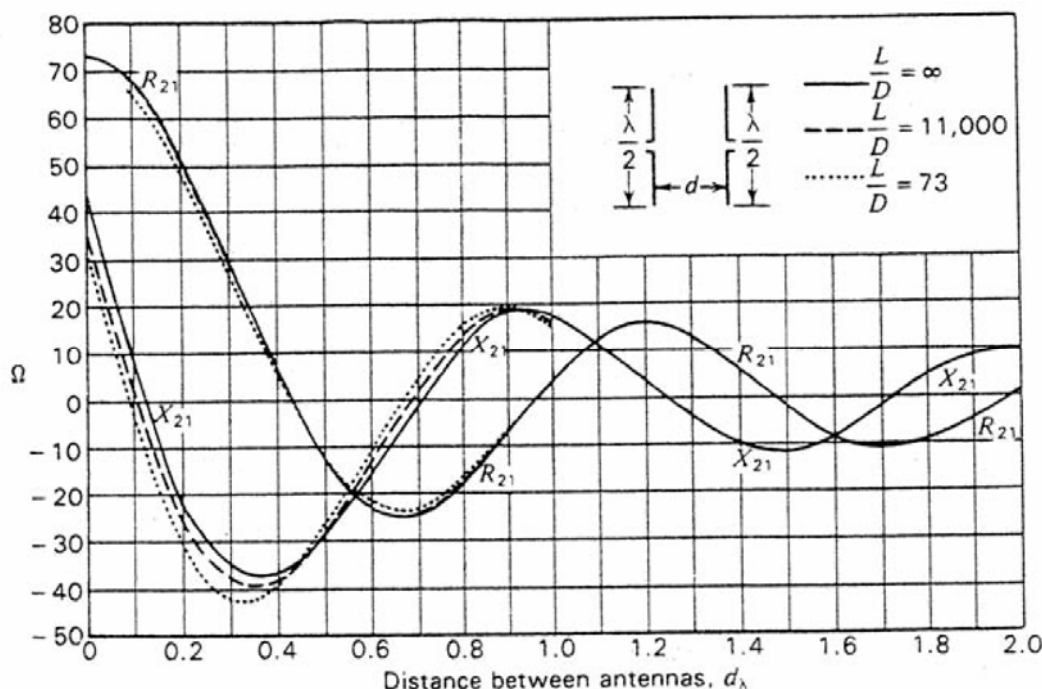
در این حالت روابط امپدانس بصورت زیر میشوند

$$X_{12m} = -\frac{\eta}{4\pi} [2Si(v') - Si(v'') - Si(v''')]]$$

$$R_m = \frac{\eta}{4\pi} [2Ci(v') - Ci(v'') - Ci(v''')]]$$

$$v' = \beta d \quad v'' = \beta(\sqrt{d^2 + L^2} + L) \quad v''' = \beta(\sqrt{d^2 + L^2} - L)$$

برای حالت خاص که طول آنتن ها $L = \lambda/2$ باشد ، میتوان امپدانس متقابل را از منحنی زیر به دست آورد [۴]



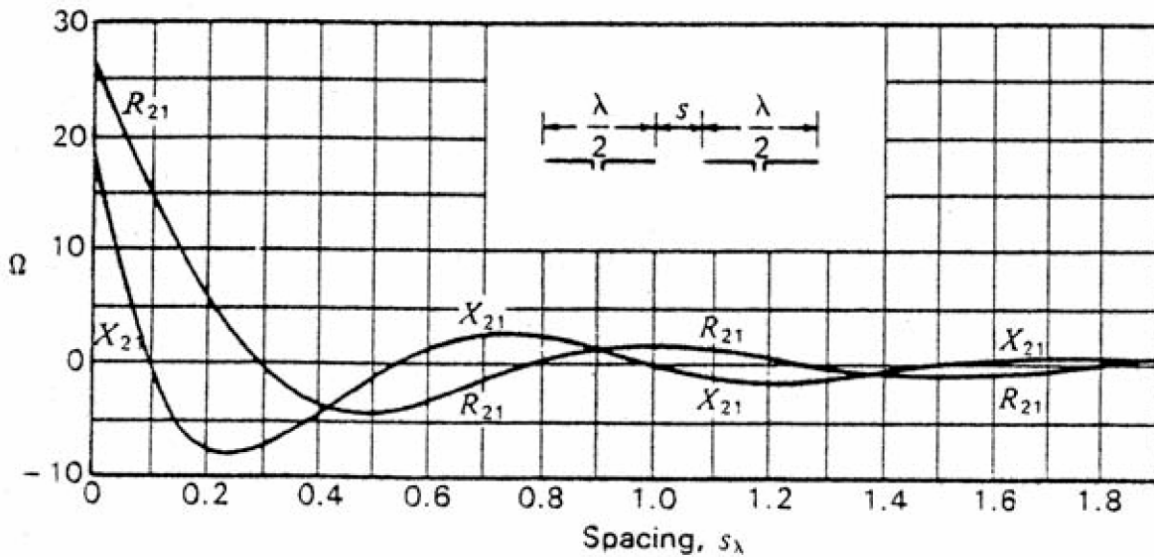
شکل ۶-۱۰

نکته بسیار قابل توجهی که از منحنی بالا نتیجه میشود این است که امپدانس متقابل ، وقتی که فاصله زیاد شود ، به سرعت کاهش می یابد. و برای فواصل بیش از مثلا ۵ برابر طول موج ، میتوان از اثر متقابل امپدانس دو آنتن روی هم صرفنظر کرد. در شکل ، اثر قطر آنتن نیز روی امپدانس متقابل آنتن نشان داده شده است. مشاهده میشود که این اثر روی مقاومت

تشعشی ناچیز ولی روی راکتانس بیشتر است. [۴]

۶-۶-۲- امپدانس متقابل دو دی پل مشابه نصف طول موج و حالت هم راستا (collinear) [۴]

در این حالت نیز منحنی امپدانس بصورت زیر است، و مشاهده میشود که اثر متقابل از حالت کنار هم خیلی کمتر بوده و نسبت به فاصله به شدت ضعیف میشود.



شکل ۶-۱۱

۶-۶-۳- امپدانس متقابل برای دو آنتن دی پل نصف طول موج در حالتی که با هم اختلاف ارتفاع دارند

(Echelon) [۲]

در این حالت نیز امپدانس به وضعیت دو آنتن بستگی داشته و منحنی های زیر حالات خاصی را نشان میدهد.

در حالت کلی که آنتن ها متنافر باشند ، میتوان از روش ممان استفاده کرد [پ۳].

از مجموعه بحث امپدانس متقابل میتوان نتایج مفید و مهمی گرفت . اگر دو یا چند آنتن نزدیک هم باشند ، امپدانس آنها در مدار تغییر کرده و درحقیقت امپدانس از رابطه زیر حساب میشود

$$Z_a = V_1 / I_1 = Z_{11} + Z_{12} I_2 / I_1$$

یعنی امپدانس از Z_{11} به مقدار بالا تغییر میکند . ضمناً هر چه فاصله زیاد تر شود ، از این اثر نیز کاسته خواهد شد.

این موضوع در مورد رشته آنتن ها که با فاصله نزدیک بهم قرار گرفته اند ، بسیار مهم و حساس است . همین طور در مورد اثر زمین ، که زمین با آنتن تصویر جایگزین میشود ، مساله مانند دو آنتن کنار هم بوده بنابراین زمین روی امپدانس آنتن اثر خواهد گذاشت . از نکات جالب دیگر این است که مثلاً ، یک میله که در زمین فرو رفته باشد ، مثل میله برق یا میله تور والیبال ، اگر این میله نزدیک یک فرستنده قوی باشد ، جریان دار میشود. همین طور اگر در یک چنین محیطی سیمی از جایی آویزان باشد در آن جریان به وجود آمده و انتهای آن میتواند دارای ولتاژ قابل ملاحظه و یا خطرناک باشد.

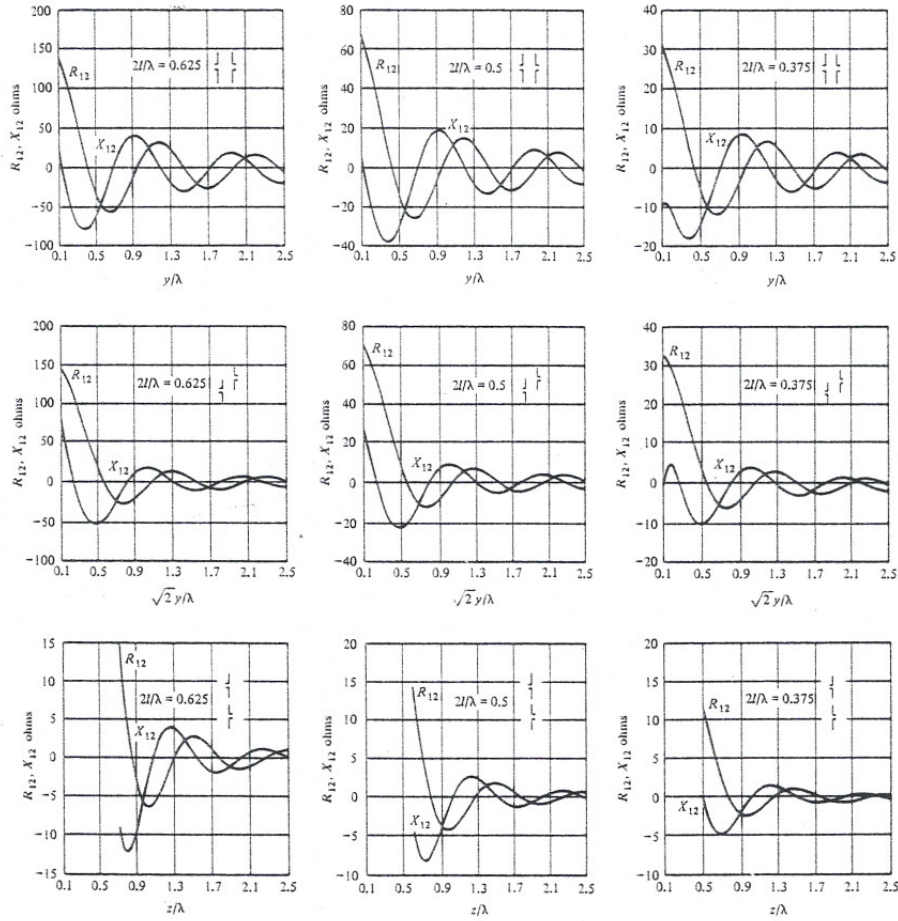
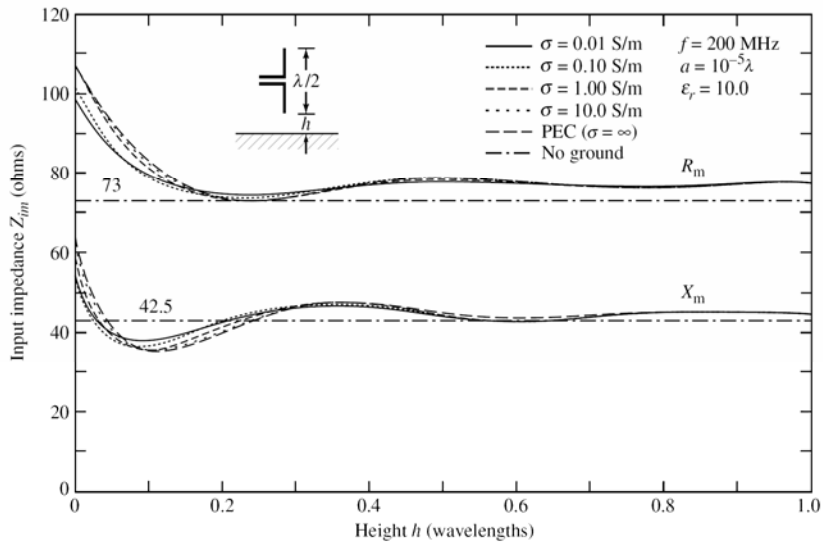
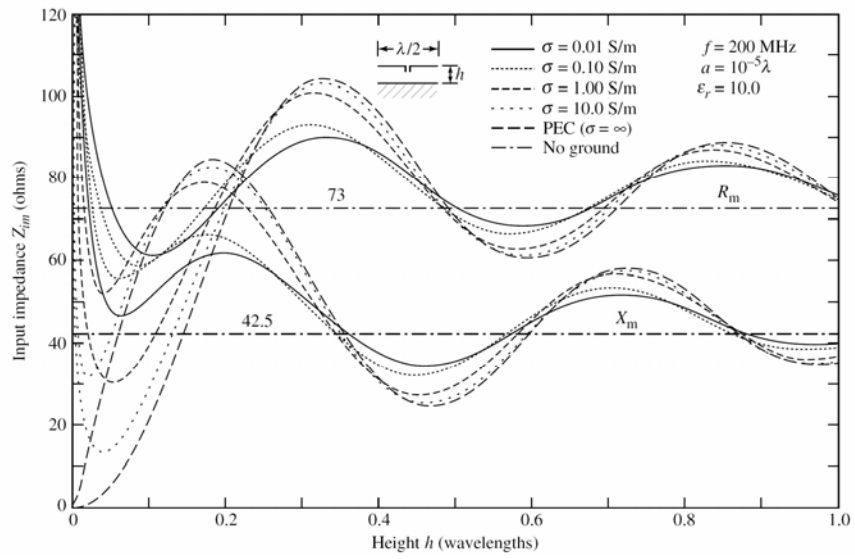


Fig. 7.24 The Mutual Impedance Between Two Identical Slender Center-Fed Cylindrical Dipoles versus Their Separation Along Various Paths; Rectangular Plots

شکل ۶-۱۲

وقتی آنتنی بالای زمین قرار میگیرد، اثر تصویر آن مانند وجود دو آنتن در کنار هم خواهد بود و بنابراین امپدانس آنتن تغییر میکند. این تغییر به میزان هدایت زمین نیز بستگی دارد. شکل زیر این اثر را برای آنتن دی پل بالای زمین، نشان میدهد.

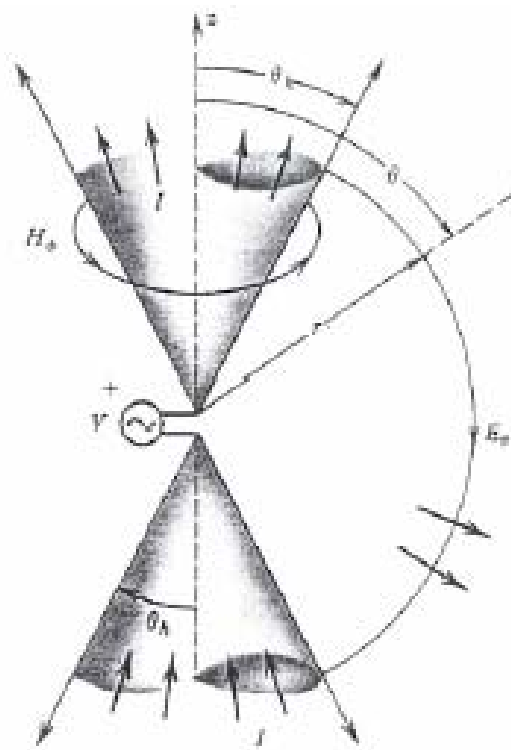




شکل ۱۳-۶

۶-۷- روش خط انتقال - خط و آنتن دو مخروطی (Biconical) [۱,۳,۴,۷]

یکی از روشهای تعیین امپدانس آنتن دی پل ، روش خط انتقال دو مخروطی است که اولین بار توسط شلکونوف (Schelkunoff) انجام شده است. در روش ، امپدانس آنتن دو مخروطی با روش تحلیلی و با استفاده از تئوری مودی محاسبه و سپس آنتن استوانه ای را حالت خاص مخروطی ، وقتی که زاویه مخروط به سمت صفر میل کند میگیرند. ابتدا می بینیم که وقتی طولهای مخروطها بینهایت باشد ، تبدیل به یک خط یکنواخت ب امپدانس مشخصه معین میشود. اگر آنتن همین خط بینهایت باشد ، امپدانس آنتن همان امپدانس ورودی خط یا امپدانس مشخصه آن است. ولی در صورت محدود بودن طول مخروط ها (که بعلت مفصل بودن ، ما وارد آن نمی شویم) میتوان فضا را بصورت یک امپدانس دانست و تعیین کرد ، و سپس امپدانس آنتن ، امپدانس ورودی خط دو مخروطی که به این امپدانس انتهائی ختم شده ، است. در این جا ما فقط امپدانس مشخصه خط دو مخروطی بینهایت را بررسی میکنیم .



شکل ۶-۱۴

در خط دو مخروطی ، مودهای مختلفی میتوانند وجود داشته باشند. اما میتوان نشان داد که اولاً شکل مود TM یک موج ساکن بوده و چون ما خط با طول بینهایت را بررسی میکنیم ، وجود موج ساکن مطرح نیست. هم چنین مود TE برای حالتی که آنتن از محل برخورد دو مخروط تغذیه میشود ، نمیتواند وجود داشته باشد ، زیرا جریان در جهت دور مخروط ایجاد میکند که با تحریک یاد شده منطقی نیست. بنابراین فقط مود TEM که در آن مولفه های شعاعی میدانهای الکتریکی و مغناطیسی ، هردو ، صفر است ، میتواند وجود داشته باشد . و ما مساله را با این مود حل میکنیم. هدف ما فقط نشان دادن این است که چنین خطی یکنواخت بوده و دارای امپدانس مشخصه ای مستقل از محل محاسبه روی خط است. چون سیستم متقارن است ، پس تغییرات نسبت به ρ صفر بوده و بنابراین معادلات ماکسول بصورت زیر خواهند شد.

$$\nabla \times E = -\dot{B} \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) = -j\omega\mu H_\phi$$

$$\nabla \times H = \dot{D} \Rightarrow \begin{cases} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\phi) = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) = -j\omega\varepsilon E_\theta \end{cases}$$

از معادله دوم نتیجه میشود که

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\phi) = 0 \Rightarrow \sin \theta H_\phi = f(r) \Rightarrow H_\phi = \frac{f(r)}{\sin \theta}$$

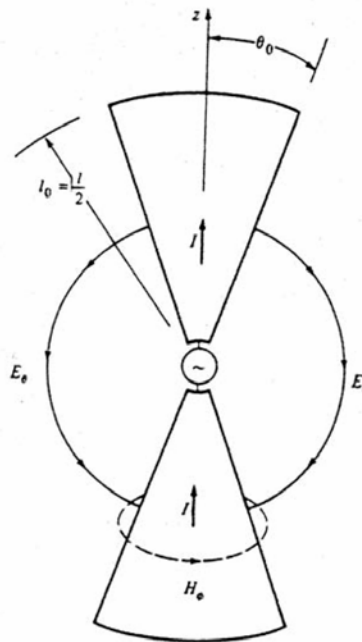
همین طور از حذف E_θ بین دو معادله دیگر خواهیم داشت

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rH_\phi) + \omega^2 \mu \varepsilon (rH_\phi) = 0$$

با استفاده از معادلات بالا مقادیر میدانها بصورت زیر تعیین میشوند.

$$H_\phi = \frac{A}{r \sin(\theta)} e^{-j\beta r}$$

$$E_\theta = \frac{\eta A}{r \sin(\theta)} e^{-j\beta r}$$



شکل ۶-۱۵

با محاسبه ولتاژ بین دو مخروط و جریان گذرنده از سطح هرم مخروط میتوانیم امیدانس مشخصه خط را حساب کنیم

$$V = \int_{\theta_1}^{\pi-\theta_1} E_\theta r_1 d\theta = \eta A e^{-j\beta r_1} \int_{\theta_1}^{\pi-\theta_1} \frac{d\theta}{\sin \theta} = 2\eta A \ln[\text{ctg}(\frac{\theta_1}{2})] e^{-j\beta r_1}$$

$$I = \int_0^{2\pi} H_\phi r_1 \sin(\theta_1) d\phi = 2\pi A e^{-j\beta r_1}$$

به این ترتیب امپدانس خط ، یعنی نسبت ولتاژ به جریان خط در نقطه r_1 ، برابر میشود با

$$Z_c = 120 \ln[\cot(\theta_1 / 2)]$$

رابطه بالا نشان میدهد که این مقدار ثابت بوده و به محل بستگی ندارد. پس این خط یکنواخت با امپدانس مشخص داده شده است. برای حالتی که θ_1 کوچک است ، رابطه بالا با فرض

$$\tan(\theta_1) = \frac{a}{r_1}$$

بصورت زیر میشود.

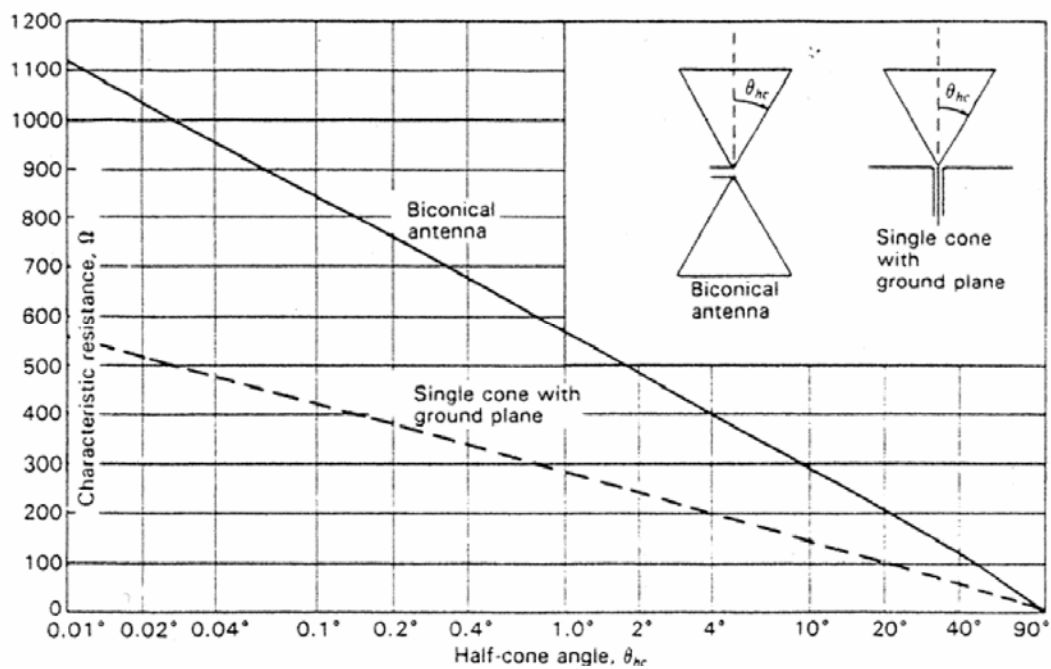
$$Z_c = 120 \ln[2r_1 / a]$$

اگر خط استوانه ای را بصورت مجموعه ای از مخروطهای کوچک بگیریم ، میتوانیم یک امپدانس مشخصه تقریبی متوسط برای آن تعریف کنیم به طوری که

$$Z_{cav} = \int_{\theta_1}^{\pi-\theta_1} Z_c(r) dr = \frac{120}{H} \int_0^H \ln[2r / a] dr = 120[\ln(2H / a) - 1]$$

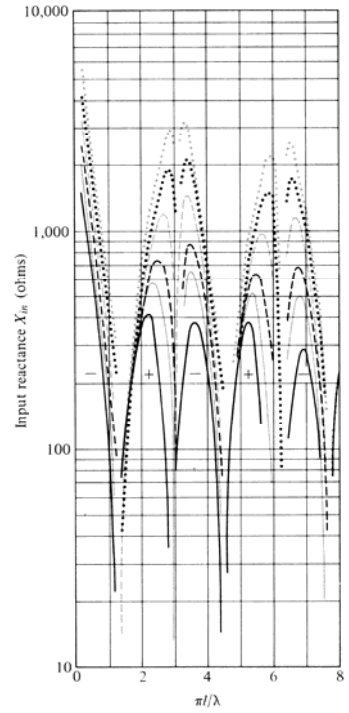
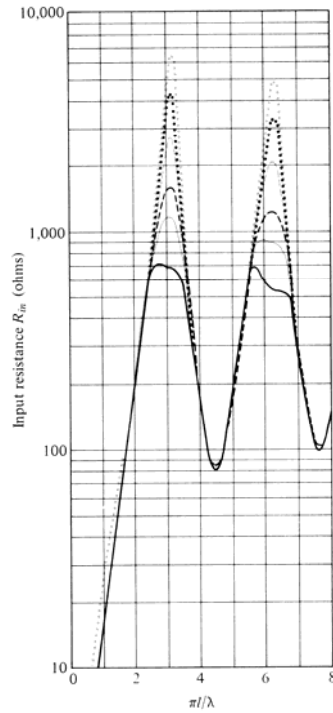
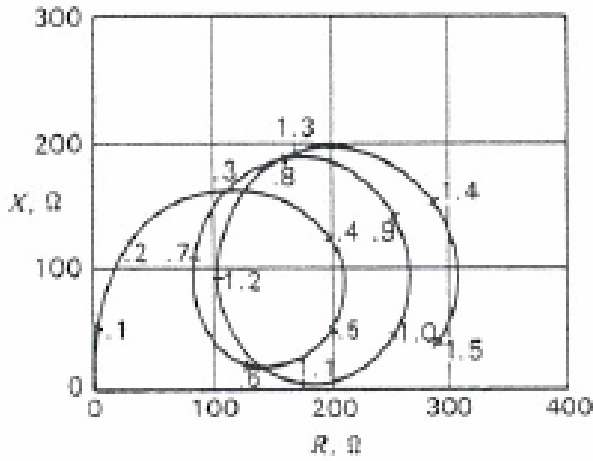
این مقدار بیشتر برای مقایسه آنتن ها بکار میرود.

منحنی امپدانس مشخصه (یا ورودی) خط دو مخروطی با طول بینهایت در زیر داده شده است [۴] [پ.۲.۴].



شکل ۶-۱۶

امپدانس آنتن دو مخروطی با طول محدود و زاویه راس کوچک نیز در شکل ۶-۱۷ آمده است. یک نوع خاص از این آنتن ، آنتن دیسکون (*Discone*) است که درحقیقت یکی از مخروط ها به صفحه یا دیسک تبدیل شده و مشابهتی با آنتن مونوپل دارد [۴]. خصوصیات این آنتن در شکل ۶-۱۸ آمده است [۲۲].



(a) Resistance

(b) Reactance

شكل ١٧-٦

Total Cone Angle	25	35	60	70	90
Slant Length (λ)	0.318	0.290	0.285	0.305	0.335

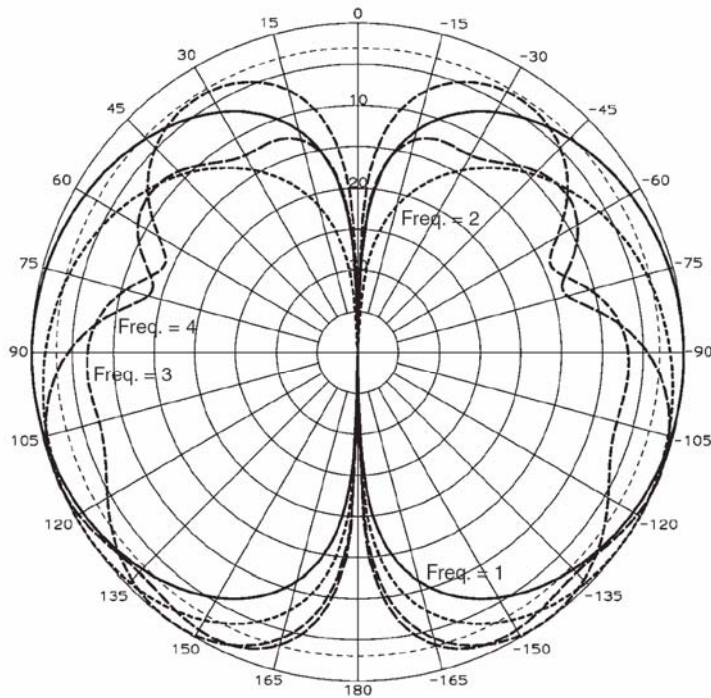


FIGURE 5-33 Elevation pattern of a 60° disc horn antenna at normalized frequencies = 1, 2, 3, and 4.

شکل ۶-۱۸

در شکل‌های زیر می‌توانید منحنی‌های مقاومت تشعشی و راکتانس آنتن دیسکون و آنتن مونوپل معمولی را مقایسه کنید.

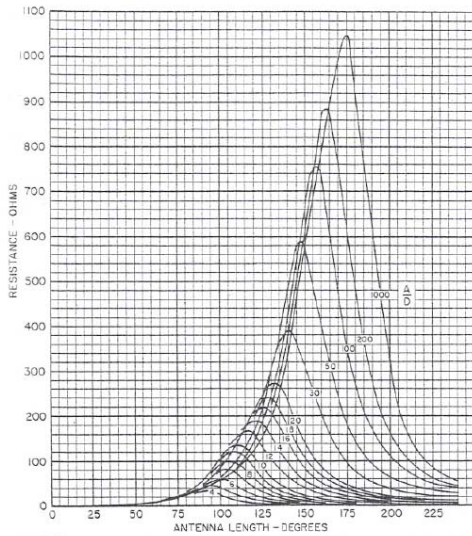


FIG. 4-3 Antenna resistance versus antenna length A when a constant ratio of length to diameter A/D is maintained. Here the length and diameter are held constant while the frequency is changed.

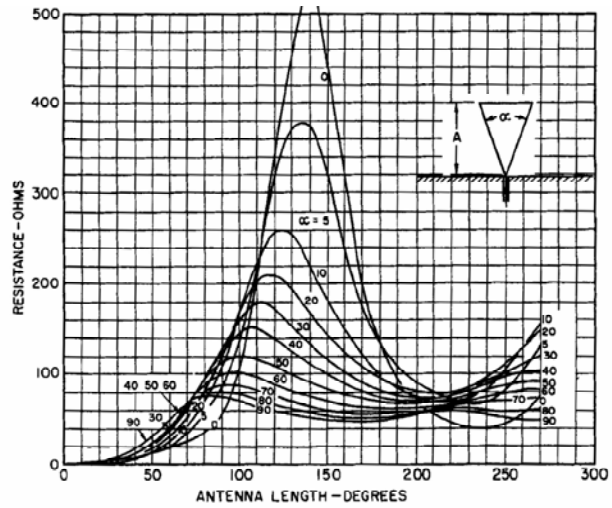


FIG. 4-12 Measured resistance curves of the conical unipole versus length in electrical degrees for various flare angles.

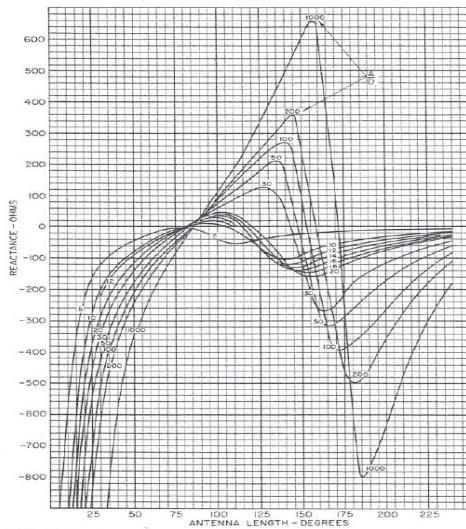


FIG. 4-4 Reactance curves corresponding to the resistance curves of Fig. 4-3.

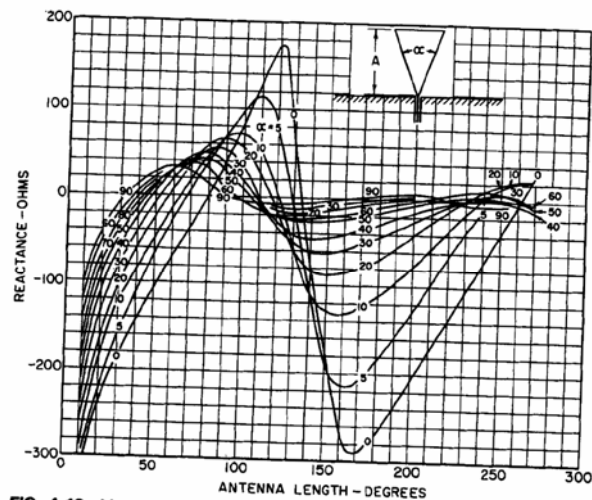


FIG. 4-13 Measured reactance curves of the conical unipole versus length in electrical degrees for various flare angles.

شکل ۶-۱۹

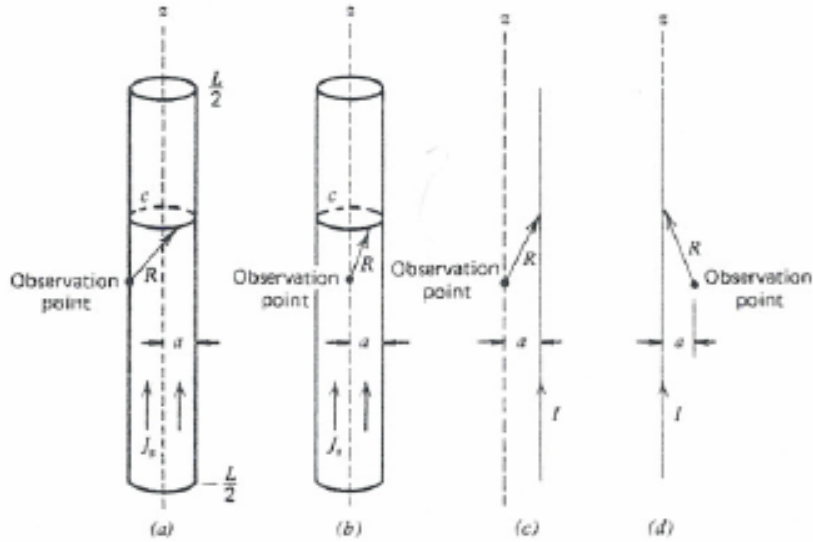
۶-۸- روش تعیین دقیق توزیع جریان آنتن برای محاسبه امپدانس [۴,۷]

روشهای بردار پوینتینگ و نیروی الکتروموتوری القائی، با فرض جریان سینوسی بوده و همان طور که گفته شد، فقط برای حالتی که طول آنتن دی پل تا حدود 0.6λ باشد، مناسب بود. برای حالت عمومی و یا بطور کلی برای آنتن‌های با شکل‌های مختلف باید توزیع جریان آنتن تعیین شود. در این حالت باید معادلات انتگرال شامل توزیع جریان نامعلوم، را بدست آورده و حل کرد.

دو معادله انتگرال زیر، برای حالت ساده که آنتن دی پل بوده و در امتداد محور z قرار گرفته و مقطعش نیز دایروی است، مورد استفاده اند. در حالت کلی میتوان از معادلات دیگری که قابل کار برد با روشهای عددی، مثل روش ممان است، استفاده کرد.

۹-۶- معادله انتگرال پاکلینگتون (Pocklington)

فرض میکنیم که آنتنی به شعاع a ، دارای جریان سطحی $J(z')$ و مقطع دایروی باشد. کل جریان یعنی $I(z') = 2\pi a J(z')$ را بصورت یک آنتن باریک با جریان $I(z')$ و به فاصله a از محور آنتن در نظر میگیریم.



شکل ۶-۲۰

پس مساله تبدیل به یک آنتن سیمی نازک به فاصله a از محور آنتن اصلی میشود. برای میدان پخش شده (اسکتر شده) از آنتن میتوان نوشت:

$$E^s = -j\omega A - \frac{\nabla \nabla \cdot A}{j\omega\mu\epsilon}$$

که چون جریان در جهت z است، برای مولفه z این رابطه خواهیم داشت:

$$E_z^s = -j\omega A_z - \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \frac{1}{j\omega\mu\epsilon}$$

و یا

$$E_z^s = -\frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_z$$

اگر در رابطه بالا، مقدار $A_z = \frac{\mu}{4\pi} \int I(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz'$ قرار دهیم خواهیم داشت

$$\left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int I(z') \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' = j\omega\epsilon E_z^s$$

اما جریان $I(z')$ در اثر یک منبع به وجود آمده است. یک حالت این منبع آن است که یک موج دیگر به آنتن تابیده که میدان آن را با E_z^i نشان میدهیم. حالت دیگر آن است که آنتن توسط یک منبع ولتاژ تحریک شده باشد. این منبع هم یک E_z^i روی آنتن ایجاد خواهد کرد.

حال شرائط حدی را بیان میکنیم . اگر آنتن (یا میله بعنوان اسکترر) هادی کامل باشد ، باید میدان الکتریکی کل ، روی آنتن صفر باشد. یعنی باید مجموعه میدان تحریک یا E_z^i و میدانی که خود آنتن در اثر جریان به وجود آورده ، یعنی E_z^s روی بدنه آنتن صفر باشد. یعنی

$$E_z^i + E_z^s = 0 \quad \Rightarrow \quad E_z^i = -E_z^s$$

با این کار خواهیم داشت:

$$\left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \int I(z') \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' = -j\omega\epsilon E_z^i$$

این معادله انتگرال پاکلینگتون است.

برای حل معادله ، جریان روی سطح و در یک سیم نازک با فاصله a از محور در نظر گرفته شده و میدان روی محور آنتن صفر میشود. R فاصله هر نقطه روی محور تا هر نقطه روی سطح است.

$$R^2 = a^2 + (z - z')^2$$

اگر بدنه آنتن بعنوان یک اسکترر یا پخش کننده موج در فضا بوده و یک میدان دیگر به آن برخورد کند ، یعنی آنتن گیرنده ، E_z^i مولفه آن میدان در جهت آنتن و روی محور آن بوده و در تمام نقاط آنتن دارای مقدار مشخصی است.

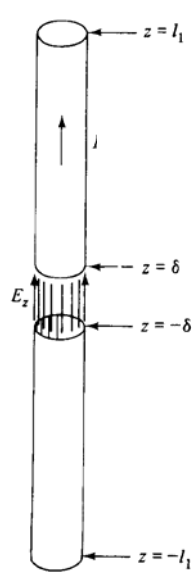
در صورتی که مساله آنتن باشد ، پس توسط یک منبع ، تغذیه میشود. یعنی این منبع که روی آنتن است ، آن میدان تابشی را روی آنتن ایجاد میکند. یک حالت ساده آن است که فرض کنیم منبع فقط در یک شکاف بسیار باریک ، میدان E_z^i را ایجاد کرده و میدان تابشی یا منبع در سایر نقاط عملا صفر است. که ما معمولا این فرض را بکار میبریم. حالت دقیق تر آن است که منبع علاوه بر محل شکاف ، در سایر نقاط آنتن نیز میدانهای ایجاد میکند. البته میتوان نشان داد که این میدان با دور شده از شکاف ، بشدت کاهش مییابد. اگر حالت ساده اول را به کار ببریم ، طرف راست انتگرال پاکلینگتون فقط در محل شکاف مقدار داشته و در سایر جاها صفر است . در این حالت میتوان منبع را بصورت یک دلتا فانکشن در نظر گرفت ریچموند (*Richmond*) انتگرال پاکلینگتون را به صورت ساده تری که فاقد اپراتور دیفرانسیل است ، بشکل زیر ارائه داده است.

$$\int I(z') \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' = -j\omega\epsilon E_z^i$$

اگر آنتن با یک منبع ولتاژ با مقدار V_g ، به طوری که $E_z^i \Delta z = V_g$ (که Δz فاصله شکاف بین دو قسمت آنتن است) تحریک شود ، میتوان طرفین را در Δz ضرب کرده و در محل تغذیه $E_z^i \Delta z$ را برابر با V_g ، یعنی ولتاژ تغذیه آنتن گرفت ، یعنی

$$\left\{ \int I(z') \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' \right\} \Delta z = -j\omega\epsilon V_g$$

معادله انتگرال پاکلینگتون را میتوان به سادگی با روش ممان حل کرد. این معادله هم برای حالت فرستندگی و هم برای حالت گیرندگی و هم چنین نقطه تحریک دلخواه قابل استفاده است.



شکل ۶-۲۱

۶-۱۰- معادله انتگرال هالن (Hallen)

معادله انتگرال هالن، نوع تغییر یافته و حالت خاص پاکلینگتون است. در این حالت باید آنتن از وسط تغذیه شده و ضمناً فقط برای حالت آنتن فرستنده، یعنی تحریک روی بدنه آنتن قابل استفاده است.

در بحث قبل به معادله دیفرانسیل زیر رسیدیم

$$E_z^s = -\frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_z$$

ویا

$$\left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_z = -j\omega\mu\epsilon E_z^i$$

اگر آنتن، دی پل با تغذیه متقارن باشد، و منبع تغذیه ولتاژ یک میدان E_g در شکاف بین دو قسمت آنتن ایجاد کند، میتوان نوشت:

$$\left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_z = \begin{cases} -j\omega\mu\epsilon E_g = -j\omega\mu\epsilon V_g \delta(z) & |z| < b/2 \\ 0 & |z| > b/2 \end{cases}$$

b عرض شکاف بین دو قسمت دی پل است.

در روش هالن، ما ابتدا معادله دیفرانسیل فوق را حل کرده و سپس بجای A مقدار

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \int I(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz'$$

را قرار میدهیم. در ابتدا معادله دیفرانسیل هموزن زیر را حل میکنیم:

$$\left(\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_z = 0$$

جواب این معادله برای دو قسمت بالائی و پائینی آنتن بصورت زیر است:

$$A_{z1} = c_1 \cos(\beta z) + c_2 \sin(\beta z) \quad z < 0$$

$$A_{z2} = c_3 \cos(\beta z) + c_4 \sin(\beta z) \quad z > 0$$

برای آنکه A_z در $z=0$ (روی آنتن و یا خارج آن) پیوسته باشد باید $c_1 = c_3$ باشد. ضمناً چون آنتن نسبت به نقطه تغذیه که مبداء مختصات است، ($z = \pm 0$) متقارن است، پس باید $c_4 = -c_2$ باشد (چون مقدار A_z باید در این نقطه از دو معادله مساوی باشد). بنابراین داریم:

$$A_{z1} = c_1 \cos(\beta z) + c_2 \sin(\beta z) \quad z < 0$$

$$A_{z2} = c_1 \cos(\beta z) - c_2 \sin(\beta z) \quad z > 0$$

برای تعیین مقادیر ثابت در معادله های بالا، از معادله دیفرانسیل غیرهموزن، حول نقطه تغذیه انتگرال میگیریم:

$$\int_{-0}^{+0} (\beta^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) A_z dz = - \int_{-0}^{+0} j\omega\mu\epsilon V_g \delta(z) dz$$

و یا

$$\frac{\partial}{\partial z} A_z \Big|_{-0}^{+0} + \int_{-0}^{+0} \beta^2 A_z dz = -j\omega\mu\epsilon V_g$$

اما انتگرال $\int_{-0}^{+0} \beta^2 A_z dz$ ، چون انتگرال به ازای یک نقطه است صفر شده و بنابراین

$$\frac{\partial}{\partial z} A_z \Big|_{-0}^{+0} = -j\omega\mu\epsilon V_g$$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_{z2} \Big|_{z=+0} - \frac{\partial}{\partial z} A_{z1} \Big|_{z=-0} = -j\omega\mu\epsilon V_g$$

با قرار دادن مقادیر A_z در رابطه بالا داریم

$$\beta c_4 - \beta c_2 = -j\omega\mu\epsilon V_g$$

$$2\beta c_2 = j\omega\mu\epsilon V_g$$

$$c_2 = \frac{j\omega\mu\epsilon V_g}{2\beta} = \frac{j\mu V_g}{2\eta}$$

بنابراین

$$A_z = -\frac{j\mu V_g}{2\eta} \sin(|\beta z|) + c_1 \cos(\beta z)$$

که مقدار ثابت c_1 هنوز مشخص نیست. این مقدار را، از شرط حدی، این که جریان آنتن در انتها صفر است، بعداً مشخص میکنیم.

با قرار دادن A_z از رابطه $A_z = \frac{\mu}{4\pi} \int I(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz'$ در معادله بالا، و اندکی تغییرات رابطه بصورت زیر خواهد شد

$$\frac{1}{4\pi} \int I(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz' = -\frac{jV_g}{2\eta} \sin(|\beta z|) + c \cos(\beta z)$$

که $c = c_1 / \mu$ است. این رابطه معادله انتگرال هالن برای آنتن با تغذیه متقارن است.

۱۱-۶- حل تحلیلی معادله انتگرال هالن [۲] [پ ۲]

برای آنتن دی پل با مقطع دایروی ، معادله انتگرال هالن ، با تقریب درجه صفر توسط هالن و با تقریب درجه ۱ توسط کینگ و میدلتون *King - Middleton* حل شده است. در این جا به حل با تقریب درجه صفر ، بطور اختصاری ، اشاره میکنیم

برای حل معادله ، انتگرال $\int_{-H}^H \frac{I(z)}{4\pi R} dz'$ را از طرف چپ معادله انتگرال هالن کسر و اضافه میکنیم تا بصورت زیر در آید. مقدار $R^2 = a^2 + (z - z')^2$ (است).

$$\int_{-H}^H \frac{I(z')e^{j\beta R} - I(z)}{4\pi R} dz' + \int_{-H}^H \frac{I(z)}{4\pi R} dz' = -\frac{jV_g}{2\eta} \sin(|\beta z|) + c \cos(\beta z)$$

اما انتگرال اضافه و کسر شده، دارای حل تحلیلی بوده و مقدار آن برابر است با

$$\int_{-H}^H \frac{I(z)}{4\pi R} dz' = \frac{I(z)}{4\pi} \ln \left[\frac{z+H+(a^2+(z+H)^2)^{1/2}}{z-H+(a^2+(z-H)^2)^{1/2}} \right] = \frac{I(z)}{4\pi} [\Omega + \ln(1+(z/H)^2) + \Delta(z)]$$

که در آن

$$\Omega = 2 \ln(2H/a)$$

$$\Delta(z) = \ln \left[\frac{1}{4} \left[1 + \left[1 + \frac{a^2}{(H-z)^2} \right]^{1/2} \right] \times \left[1 + \left[1 + \frac{a^2}{(H+z)^2} \right]^{1/2} \right] \right]$$

است . با قراردادن این مقادیر در معادله مورد نظر خواهیم داشت (مقدار $V_g = 1$ گرفته شده است)

$$I(z) = \frac{4\pi}{\Omega} \left[-\frac{j}{2\eta} \sin(|\beta z|) + c \cos(\beta z) \right] - 1/\Omega \left\{ I(z) [\ln(1-(z/H)^2) + \Delta(z)] + \int_{-H}^H \frac{I(z')e^{j\beta R} - I(z)}{R} dz' \right\}$$

اگر در رابطه بالا ، مقدار $z = H$ قرار دهیم ، جریان آنتن در انتها به دست میاید، که برابر با صفر است. با کمی تقریب میتوان نوشت

$$I(H) = 0 = \frac{4\pi}{\Omega} \left[-\frac{j}{2\eta} \sin(|\beta H|) + c \cos(\beta H) \right] - 1/\Omega \int_{-H}^H \frac{I(z')e^{j\beta R'}}{R'} dz'$$

که در آن $R'^2 = a^2 + (H - z')^2$ است. برای اینکه جریان در انتها حتما صفر باشد ، عبارت اخیر را از عبارت قبلی کم میکنیم. و در نتیجه خواهیم داشت

$$I(z) = \frac{4\pi}{\Omega} H_0(z) - \frac{I(z)}{\Omega} \{ \ln[1-(z/H)^2] + \Delta(z) \} - 1/\Omega \left[\int_{-H}^H \frac{I(z')e^{j\beta R} - I(z)}{R} dz' - \int_{-H}^H \frac{I(z')e^{j\beta R'}}{R'} dz' \right]$$

که در آن

$$H_0(z) = cF_0(z) - j/(2\eta)G_0(z)$$

$$F_0(z) = \cos(\beta z) - \cos(\beta H)$$

$$G_0(z) = \sin(\beta z) - \sin(\beta H)$$

با دقت در عبارات بالا، که به جز در نزدیکی $Z = H$ ، مقادیر $\ln(1 - (z/H)^2)$ و Δz هر دو کوچک بوده و در $Z = H$ مجموعشان برابر با $\ln(a/H)$ میشود، چون مقدار $I(z)$ در $Z = H$ خیلی کوچک است، بنابراین عبارت دوم در قسمت دست راست رابطه بالا، در مقایسه با $\frac{4\pi}{\Omega} H_0(z)$ ، قابل صرفنظر است. به همین ترتیب اختلاف دو انتگرال نیز صفر میشود. بنابراین، با تقریب درجه صفر، میتوان مقدار جریان را بصورت زیر نوشت:

$$I_0(z) = \frac{4\pi}{\Omega} H_0(z)$$

با روش تکرار، میتوان جواب را بهبود بخشید. به این ترتیب که برای تقریب مرتبه اول، در رابطه بالا بجای $I(z)$ مقدار $I_0(z)$ را قرارداده و بنابراین خواهیم داشت:

$$I_1(z) = \frac{4\pi}{\Omega} H_0(z) - \frac{4\pi}{\Omega^2} H_0(z) \{ \ln[1 - (z/H)^2] + \Delta(z) \} - \frac{4\pi}{\Omega^2} \left[\int_{-H}^H \frac{H_0(z') e^{j\beta R} - H_0(z)}{R} dz' - \int_{-H}^H \frac{H_0(z') e^{j\beta R'}}{R'} dz' \right]$$

ویا

$$I_1(z) = \frac{4\pi}{\Omega} H_0(z) + 4\pi / \Omega^2 [H_1(z) - H_1(H)]$$

$$H_1(z) = -H_0(z) \{ \ln[1 - (z/H)^2] + \Delta(z) \} - \left[\int_{-H}^H \frac{H_0(z') e^{j\beta R} - H_0(z)}{4\pi R} dz' \right]$$

مشاهده میشود که جریان $I_1(z)$ برابر با $I_0(z)$ و یک عبارت تصحیحی است که به اندازه $1/\Omega$ از جریان مرتبه صفر کوچکتر است. به همین ترتیب میتوان تقریب مرتبه دوم $I_2(z)$ را با قراردادن $I_1(z)$ در سمت راست رابطه اخیر به دست آورد. در هر بار، عبارت تصحیحی نسبت به قبل، به اندازه $1/\Omega$ کوچکتر میشود و چون مقدار Ω معمولاً بیش از ۱۰ است، پس مقادیر به سرعت همگرا میشوند.

برای حل مرتبه صفر، مقدار C ، از قرار دادن $I_0(z)$ در معادله هالن، بجای $I(z)$ ، به ازای $z = H$ و $R^2 = a^2 + (H - z)^2$ به دست میاید. یعنی (ولتاژ تحریک V_g ، ولت در نظر گرفته شده است)

$$\frac{1}{\Omega} \int_{-H}^H H_0(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz' = -\frac{j}{2\eta} \sin(\beta H) + c \cos(\beta H)$$

از اینجا مقدار C برابر با

$$c = -\frac{j \sin(\beta H) - G_1(H) / \Omega}{2\eta \cos(\beta H) - F_1(H) / \Omega}$$

$$H_1(z) = c F_1(z) - \frac{j}{2\eta} G_1(z)$$

$$F_1(H) = \int_{-H}^H F_0(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz'$$

$$G_1(H) = -\int_{-H}^H G_0(z') \frac{e^{j\beta R}}{R} dz'$$

است. بنابراین امپدانس آنتن بصورت زیر خواهد بود

$$Z_{0in} = \frac{1}{I_0(0)} = \frac{\cos(\beta H) - F_1(H)/\Omega}{\sin(\beta H) + 1/\Omega[1 - \cos(\beta H)G_1(H) + \sin(\beta H)F_1(H)]}$$

منحنی های زیر مقادیر حقیقی و موهومی امپدانس را نشان میدهد.

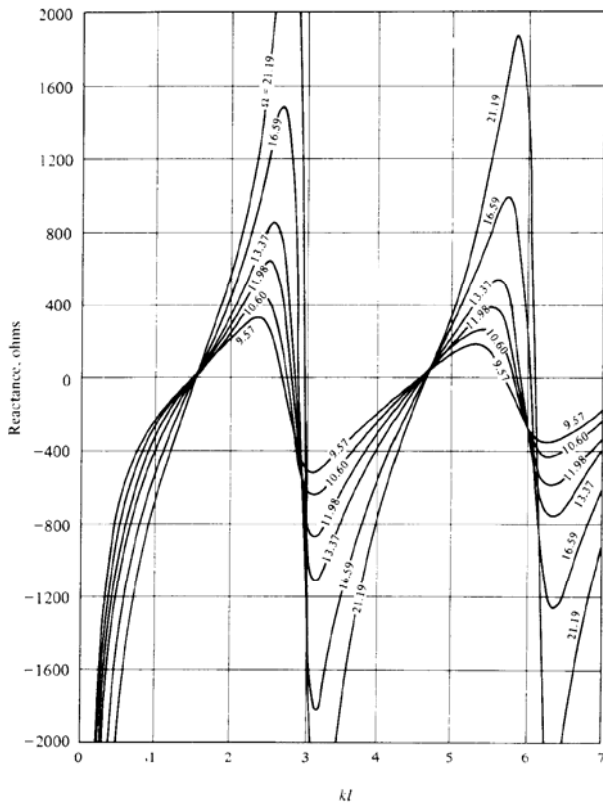


Fig. 7.15b Hallén's Curves of Reactance of a Center-Fed Cylindrical Dipole versus kl and Ω (Reprinted from E. Hallén, *Cruft Laboratory Report No. 46*, 1946, Courtesy of Harvard University.)

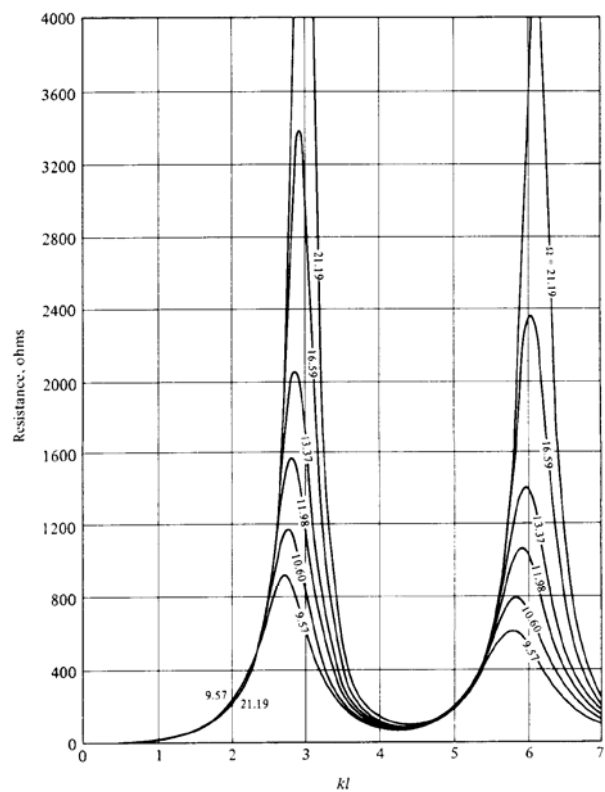


Fig. 7.15a Hallén's Curves of Resistance of a Center-Fed Cylindrical Dipole versus kl and Ω (Reprinted from E. Hallén, *Cruft Laboratory Report No. 46*, 1946, Courtesy of Harvard University.)

شکل ۶-۲۲

در شکل زیر، مقایسه منحنی های فوق با منحنی های روش *IEMF* نشان میدهد که برای طول های کوچک دو منحنی کاملاً مشابه هستند.

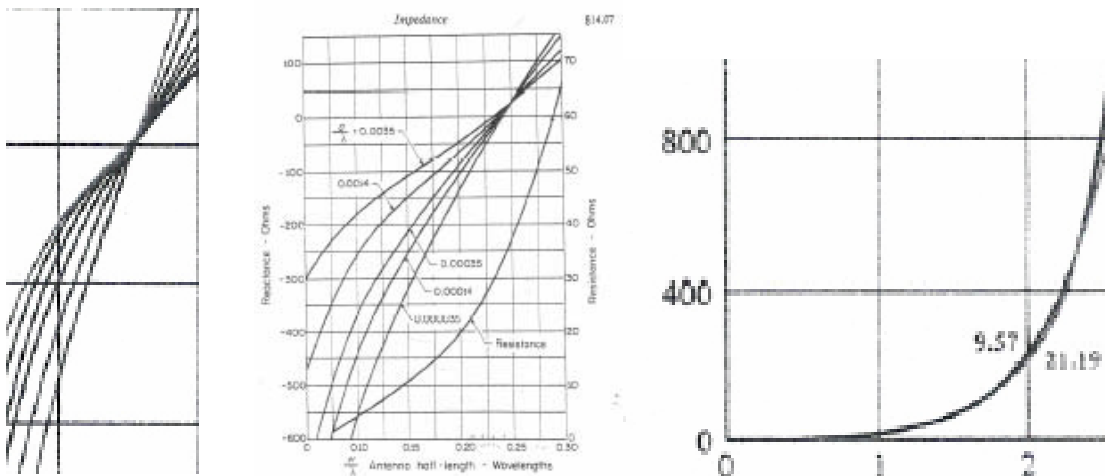


Figure 14-7. The resistance and reactance (normalized to base of skin-probe antenna computed by the induced-emf method.

شکل ۶-۲۳

۱۲-۶- روش ممان *Moment method* [۳,۱۵,۱۷]

یکی از روشهای حل عددی معادلات انتگرال، روش ممان است. معادلات انتگرال مباحث قبل، دارای شکل کلی

$$Lf(x) = g(x)$$

هستند. L اپراتور (انتگرال و یا دیفرانسیل و یا هردو)، $f(x)$ تابع مورد نظر (نامعلوم) و $g(x)$ تابع منبع است. در آنالیز، L و $g(x)$ معلوم و هدف پیدا کردن $f(x)$ است، و در سنتز، $f(x)$ و $g(x)$ معلوم بوده و هدف تعیین L است. در اینجا هدف ما آنالیز است.

در زیر معادله انتگرال هالن، و قسمت های مختلف آن را، در مقایسه با رابطه کلی بالا، مشاهده میکنید

$$\frac{1}{4\pi} \int I(z_1) \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz_1 = -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) + C \cos(\beta z)$$

$$L = \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz_1 \quad \Leftarrow \text{اپراتور}$$

$$f(x) = I(z_1) \quad \Leftarrow \text{تابع مجهول}$$

$$g(x) = -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) + C \cos(\beta z) \quad \Leftarrow \text{منبع}$$

در آنالیز، تابع $f(x)$ معلوم نیست. ولی میتوان آن را مجموعه ای از توابع با شکل معلوم و مناسب و با دامنه های مختلف، انتخاب کرد و با روش ممان دامنه هر تابع را حساب کرد. مجموعه توابع با دامنه های تعیین شده، تابع نامعلوم $f(x)$ را بدست میدهد. یعنی

$$f(x) = \sum \alpha_n f_n(x)$$

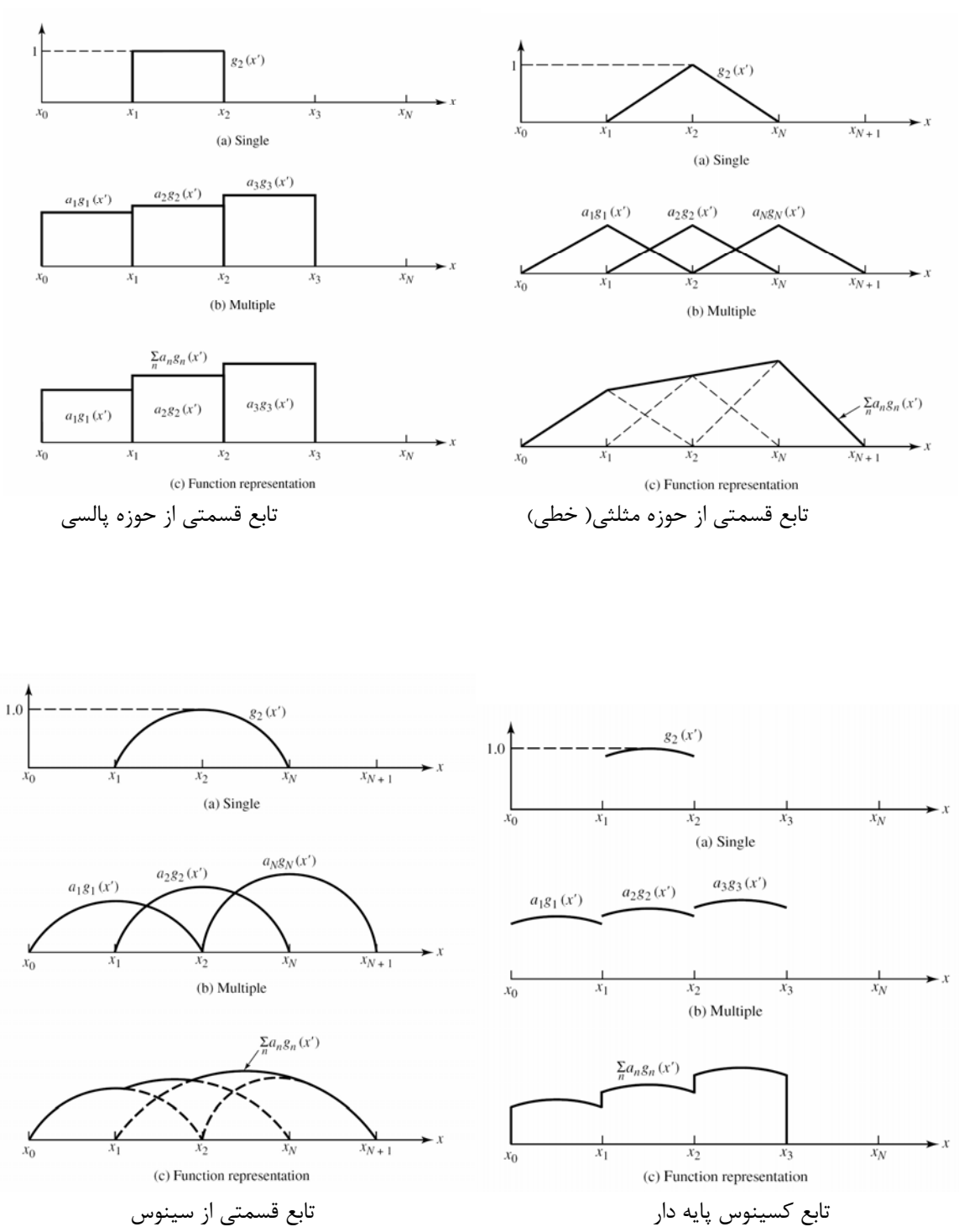
که $f_n(x)$ را تابع بسط (*Expansion-function*) و یا پایه (*Basis-function*) مینامند. واضح است که هرچه تعداد تابع ها بیشتر باشد، مجموعه این مقدار به تابع اصلی نزدیک تر خواهد شد. باقرار دادن این مقدار بجای تابع $f(x)$ ، داریم

$$L[\sum \alpha_n f_n(x)] = g(x)$$

چون مقادیر α_n یعنی دامنه های توابع پایه، مقادیر ثابتی هستند، بنابراین

$$\sum \alpha_n Lf_n(x) = g(x)$$

توابع $f_n(x)$ میتوانند دارای شکلهای مختلفی باشند. این توابع معمولاً به دو گروه قسمتی از حوزه یا (*piecewise*)، که هر تابع فقط در قسمتی از حوزه مقدار داشته و در سایر نقاط صفر است، و تابع تمام حوزه یا (*entire-domain*)، که همه توابع پایه در تمام حوزه مقدار دارند، تقسیم میشوند. در زیر چند نمونه از نوعی که تابع فقط در محدوده مشخصی مقدار دارد و در سایر نقاط صفر است نشان داده شده است. ملاحظه میشود که دامنه همه توابع بسط یا پایه ۱ است.



شکل ۶-۲۴

مثلا در شکل زیر برای تعیین بار الکترو استاتیک یک میله فلزی، تابع پالسی (با دامنه ۱) انتخاب شده که پس از تعیین دامنه ها ، مقدار بار روی میله مشخص میشود. [۴]

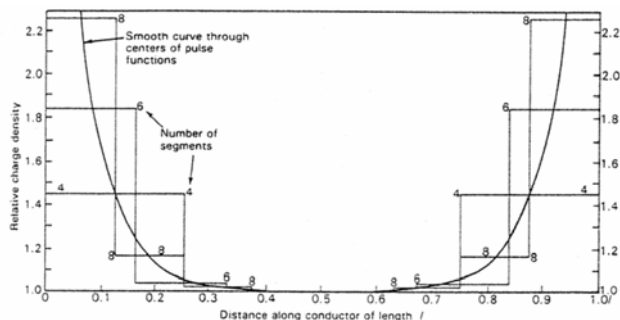
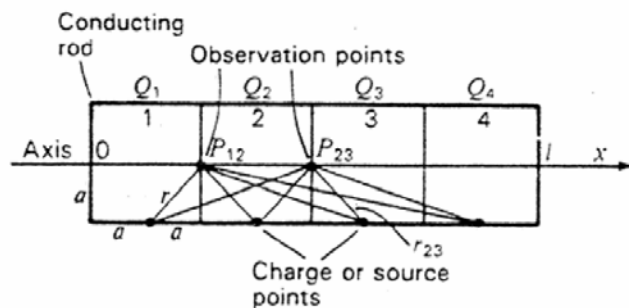


Figure 9-22 Relative charge density along straight conducting rod of radius a and length l as calculated by the moment method using 4, 6 and 8 segments.



شکل ۶-۲۵

توابع تمام حوزه نیز می‌توانند دارای شکل خاص مورد نظر، بستگی به شرایط حدی مساله، باشند. انتخاب تابع قسمتی از حوزه معمولاً راحت‌تر است. در انتخاب باید شرایطی، که دقت را بیشتر کرده و حل مساله را راحت‌تر و سریع‌تر کند، در نظر گرفته شود. مثلاً اگر تابعی انتخاب شود که قسمتی از اپراتور را بی‌اثر کند، جواب دارای دقت کافی نخواهد بود. یعنی اگر تابع پالسی انتخاب شود، و اپراتور دارای مشتق باشد، با توجه به اینکه مشتق مقدار ثابت (تابع پالسی) صفر می‌شود، پس مثل اینکه آن قسمت از اپراتور که دارای مشتق است را حذف کرده ایم. نکته دیگر اینکه، چون معمولاً مساله روش ممان با رایانه حل می‌شود، بنابراین انتگرال‌گیری‌های عددی زمان زیادی خواهد برد. بنابراین اگر تابعی انتخاب کنیم که در همه و یا قسمتی از اپراتور بتوانیم از انتگرال‌های تحلیلی استفاده کنیم، حل سریع‌تر و دقیق‌تر خواهد بود.

با توجه به مطالب بالا، به این ترتیب، توابع، مشخص شده اند ولی دامنه آنها، یعنی α_n ها نامعلوم هستند که باید با روش مناسب محاسبه شوند.

۶-۱۳- روش‌های تعیین دامنه تابع‌ها

معمولاً دو روش برای تعیین دامنه‌های α_n بکار می‌رود. روش اول، روش تطبیق نقطه‌ای (Point matching)، و روش دیگر روش باقیمانده‌های وزن شده (Weighted residual) است. در این جا ما فقط روش تطبیق نقطه‌ای را توضیح می‌دهیم. در روش باقیمانده‌های وزن شده، یک تابع وزن یا (Weighting function) هم در نظر گرفته شده و در دو طرف معادله انتگرال ضرب، و از دو طرف در حوزه تابع، انتگرال گرفته می‌شود. یک حالت خاص این روش هم روش گالرکین (Galerkin) است که در آن توابع وزن و بسط با هم یکی هستند.

در روش تطبیق نقطه‌ای، ما دو طرف رابطه را مجبور می‌کنیم که در نقاطی، به تعداد توابع، با هم مساوی باشند، و بنابراین معادله فقط در همان نقاط صدق میکند و برای دقت بیشتر باید تعداد نقاط، یعنی توابع، را زیاد کرد. در روش باقیمانده‌های وزن شده، بعلاوه اینکه انتگرال گرفته می‌شود، حوزه صدق شرایط حدی بیشتر و نرم‌تر می‌شود. اینکه کدام روش انتخاب شود به نوع مساله و شرایط حدی و تجربه حل مساله مشابه آن بستگی دارد.

۶-۱۳-۱- روش تطبیق نقطه‌ای

اگر تابع $f(x)$ در دست باشد، معادله انتگرال مورد نظر، در تمام نقاط حدی صادق است. ولی اگر تابع مذکور مشخص نبوده و از تابع تقریبی $f(x) = \sum \alpha_n f_n(x)$ با N محدود استفاده می‌کنیم، واضح است که شرایط حدی کاملاً صادق

نخواهد بود. در روش تطبیق نقطه ای ، برای آنکه ضرائب α_n را به دست آوریم ، معادله را مجبور میکنیم که در N نقطه صدق کرده ، یعنی شرایط حدی را ارضا کند. به این ترتیب N معادله مجهولی حاصل میشود. یعنی

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n Lf_n(x)|_{xm} = g(x)|_{xm} \quad m=1 \rightarrow N$$

که xm مختصات یکی از N نقطه، روی حد است. بسط رابطه بالا ، همان N معادله N مجهولی است ، یعنی

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n Lf_n(x)|_{x1} = g(x1)$$

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n Lf_n(x)|_{x2} = g(x2)$$

.....

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n Lf_n(x)|_{xN} = g(xN)$$

بسط عبارات بصورت زیر است.

$$\alpha_1 Lf_1(x)|_{x1} + \alpha_2 Lf_2(x)|_{x1} + \dots + \alpha_N Lf_N(x)|_{x1} = g(x1)$$

$$\alpha_1 Lf_1(x)|_{x2} + \alpha_2 Lf_2(x)|_{x2} + \dots + \alpha_N Lf_N(x)|_{x2} = g(x2)$$

.....

$$\alpha_1 Lf_1(x)|_{xN} + \alpha_2 Lf_2(x)|_{xN} + \dots + \alpha_N Lf_N(x)|_{xN} = g(xN)$$

و یا بطور خلاصه :

$$\alpha_1 l_{11} + \alpha_2 l_{12} + \dots + \alpha_n l_{1n} + \dots + \alpha_N l_{1N} = g_1$$

$$\alpha_1 l_{21} + \alpha_2 l_{22} + \dots + \alpha_n l_{2n} + \dots + \alpha_N l_{2N} = g_2$$

.....

$$\alpha_1 l_{1n} + \alpha_2 l_{2n} + \dots + \alpha_n l_{nn} + \dots + \alpha_N l_{nN} = g_n$$

.....

$$\alpha_1 l_{1N} + \alpha_2 l_{2N} + \dots + \alpha_n l_{nN} + \dots + \alpha_N l_{NN} = g_N$$

که در آن

$$l_{mn} = Lf_n(x)|_{xm}$$

$$g_m = g(xm)$$

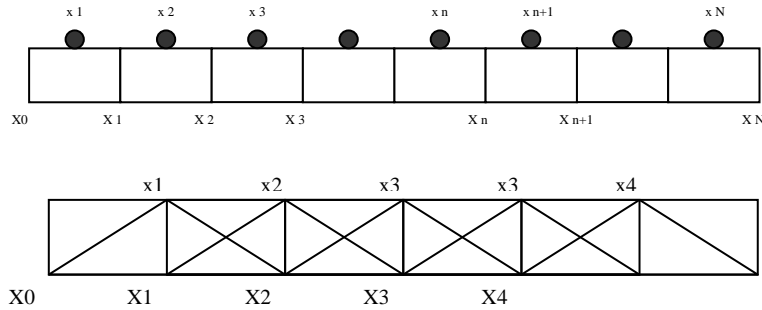
و یا به طور ساده

$$[l_{mn}][\alpha_n] = [g_m]$$

اگر بتوان عکس ماتریس $[l_{mn}]$ را حساب کرد، مقادیر α_n از رابطه زیر تعیین میشوند.

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1} [g_m]$$

با مشخص شدن مقادیر α_n ، دامنه تابع در هریک از قطعات ، و بنابراین در کل حوزه، بدست میاید . اگر تابع پالسی انتخاب شود، نقاط تطبیق وسط قطعات در نظر گرفته شده و در غیر آن ، در سر هر قطعه منظور میشود.



شکل ۶- ۲۶

۱۴-۶- حل عددی معادله انتگرال پاکلینگتون با روش ممان

برای سهولت از توابع پایه پالسی استفاده میکنیم. آنتن را به N قسمت تقسیم کرده و برای هر قسمت آن تابع $f_n(z')$ را تعریف میکنیم. یعنی

$$I(z') = \sum \alpha_n f_n(z')$$

$$f_n(z') = \begin{cases} 1 & Z_n > z' > Z_{n-1} \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

نقاط تست نیز در وسط قطعات و روی محور آنتن در نظر گرفته میشود.

اگر جریان تعریف شده بشکل بالا را در معادله انتگرال پاکلینگتون (با شکل ریچموند) بگذاریم، چون $f_n(z')$ فقط در قطعه n ام مخالف صفر بوده و برابر با ۱ است، معادله مذکور بصورت زیر در میآید:

$$\int \sum_{n=1}^N \alpha_n \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' = -j\omega \varepsilon E_z^i$$

ویا

$$\int_{Z_{n-1}}^{Z_n} \alpha_n \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' \Big|_{Z_m} = -j\omega \varepsilon E_z^i \Big|_{Z_m} \quad m=1 \rightarrow N$$

یعنی

$$\int_{Z_0}^{Z_1} \alpha_1 \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' \Big|_{Z_1}$$

$$+ \int_{Z_1}^{Z_2} \alpha_2 \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' \Big|_{Z_1}$$

.....

$$+ \int_{Z_{n-1}}^{Z_n} \alpha_n \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' \Big|_{Z_1}$$

.....

$$= -j\omega \varepsilon E_z^i \Big|_{Z_1} \quad m=1 \rightarrow N$$

$$R = \sqrt{a^2 + (z - Z_{n-1})^2}$$

است. بسط این رابطه شامل N سطر خواهد شد. که مقدار

$$I_{mn} = \int_{Z_{n-1}}^{Z_n} \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R^5} [(1 + j\beta R)(2R^2 - 3a^2) + (\beta a R)^2] dz' \Big|_{Z_m}$$

است. برای g_m ، دو حالت یکی برای حالت آنتن (فرستنده) و دیگری اسکترر (آنتن گیرنده یا میله پخش کننده موج) میتوان در نظر گرفت که برای این حالت ها میتوان مقدار منبع g_m را بصورت زیر نوشت:

۱- برای حالت آنتن، اگر منبع g_m روی قطعه n ام باشد مقدار $[g_m]$ بصورت زیر خواهد بود:

$$[g_m] = -j\omega\epsilon E_z^i = -j\omega\epsilon V_g / \Delta z \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix}$$

خواهد بود که Δz طول یکی از قطعات تقسیم شده آنتن است.

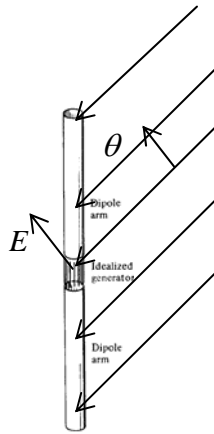
۲- برای حالت اسکترر، باید میدان تابیده شده به همه قطعات مشخص شده و مقدار معین شود. مثلا برای

حالتی که یک موج صفحه ای یکنواخت در راستای آنتن به آن میتابد ماتریس بصورت زیر خواهد بود

$$g_m = -j\omega\epsilon E_z^i \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \cdot \\ \cdot \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ \cdot \\ 1 \end{bmatrix}$$

و در حالتی که میدان با یک زاویه θ به آنتن بتابد (بطوریکه امتداد میدان هم با امتداد آنتن زاویه متمم θ بسازد)، میدان هر قطعه دارای تفاوت فاز بوده و خواهیم داشت

$$[g_m] = -j\omega\varepsilon E_z^i \sin(\theta) \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\beta\Delta z \cos(\theta)} \\ e^{-j2\beta\Delta z \cos(\theta)} \\ \vdots \\ e^{-jm\beta\Delta z \cos(\theta)} \\ \vdots \\ \vdots \\ e^{-j(N-1)\beta\Delta z \cos(\theta)} \end{bmatrix}$$



به این ترتیب جریان آنتن برابر با

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1} [g_m]$$

و امپدانس آنتن برای حالت آنتن و یا اسکترر، برابر با

$$Z_{antT} = \frac{a_k}{V_g}$$

$$Z_{antR} = \frac{a_k}{E_i^k e^{-jk\beta\Delta z \cos(\theta)} \sin(\theta)\Delta z}$$

میشود.

۷-۱۴- حل عددی معادله انتگرال هالن با روش ممان

برای سهولت از توابع پایه پالسی استفاده میکنیم. آنتن را به N قسمت تقسیم کرده و برای هر قسمت آن تابع $f_n(z')$ را تعریف میکنیم. باید توجه داشت که چون در این حالت آنتن باید از وسط تغذیه شود، بنابراین باید تعداد قطعات فرد، یعنی $N = 2k + 1$ باشد. به این ترتیب

$$I(z') = \sum_1^{N=2k+1} \alpha_n f_n(z')$$

$$f_n(z') = \begin{cases} 1 & Z_n > z' > Z_{n-1} \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

نقاط تست نیز در وسط قطعات و روی محور آنتن در نظر گرفته میشود. اگر جریان تعریف شده بشکل بالا را در معادله انتگرال هالن بگذاریم، چون فقط در قطعه $k+1$ مخالف صفر بوده و برابر با ۱ است، معادله مذکور بصورت زیر در میآید:

$$\frac{1}{4\pi} \int \sum \alpha_n f_n(z') \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \quad \Big|_{z_m} = -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) - C \cos(\beta z) \quad \Big|_{z_m} \quad m = 1 \rightarrow N (= 2k + 1)$$

در معادله بالا، چون مقدار C هم مجهول است، بنابراین تعداد مجهولها $N+1$ بوده و مقدار C را هم مانند یکی از مقادیر دامنه جریان گرفته و با $C = \alpha_{N+1}$ نشان میدهیم. با آوردن عبارت شامل α_{N+1} به طرف چپ رابطه خواهیم داشت

$$\frac{1}{4\pi} \int \sum \alpha_n f_n(z') \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' + \alpha_{N+1} \cos(\beta z) \Big|_{z_m} = -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) - \Big|_{z_m} \quad m=1 \rightarrow N+1=2k+2$$

یعنی:

$$\frac{1}{4\pi} \alpha_1 \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_1} + \frac{1}{4\pi} \alpha_2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_1} + \dots + \frac{1}{4\pi} \alpha_N \int_{z_{N-1}}^{z_N} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_1} + \alpha_{N+1} \cos(\beta z_1)$$

$$= -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) \Big|_{z_1}$$

$$\frac{1}{4\pi} \alpha_1 \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_2} + \frac{1}{4\pi} \alpha_2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_2} + \dots + \frac{1}{4\pi} \alpha_N \int_{z_{N-1}}^{z_N} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_2} + \alpha_{N+1} \cos(\beta z_2)$$

$$= -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) \Big|_{z_2}$$

.....

$$\frac{1}{4\pi} \alpha_1 \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_{N+1}} + \frac{1}{4\pi} \alpha_2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_{N+1}} + \dots + \frac{1}{4\pi} \alpha_N \int_{z_{N-1}}^{z_N} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_{N+1}} + \alpha_{N+1} \cos(\beta z_{N+1})$$

$$= -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) \Big|_{z_{N+1}}$$

که اگر

$$l_{mn} = \frac{1}{4\pi} \int_{z_{n-1}}^{z_n} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' \Big|_{z_m}$$

$$l_{mN+1} = \cos(\beta z) \Big|_{z_m}$$

$$g_m = \begin{cases} -\frac{j}{2\eta} V_g \sin(\beta|z|) \Big|_{z_{k+1}} \\ 0 \quad \text{else} \end{cases}$$

بگیریم ، از رابطه

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1} [g_m]$$

مقادیر α_n که مولفه های جریان قطعات مختلف آنتن هستند ، بدست می آید. البته مقدار α_{N+1} هم بدست می آید که مورد استفاده نیست. با تعیین جریان ، مقدار امپدانس برابر با مقدار زیر است

$$Z_{ant} = \frac{a_{k+1}}{V_g}$$

در شکل زیر مقادیر بدست آمده از روش ممان با روش کینگ و میدلتون مقایسه شده است [۸].

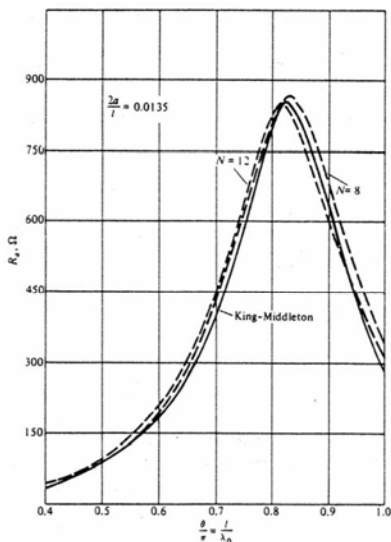


Figure 2.26 Comparison of computed values of dipole radiation resistance with the results of the King-Middleton theory.

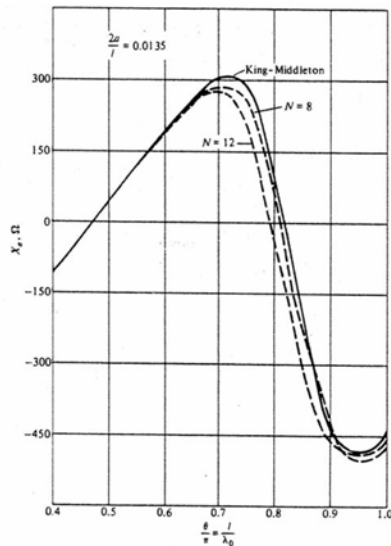


Figure 2.27 Comparison of computed values of the dipole input reactance with the results of the King-Middleton theory.

شکل ۶-۲۷

در جدول زیر نتایج برای تعداد قطعات مقایسه شده است.

N	α	$Z_{in}, l = 0.45\lambda_0$	$Z_{in}, l = 0.5\lambda_0$	$Z_{in}, l = 0.55\lambda_0$
8	0.0010	$57.49 - j82.02$	$79.98 + j38.82$	$111.5 + j161.80$
8	0.0100	$60.20 - j37.9$	$86.25 + j38.1$	$124.4 + j115$
8	0.0135	$60.90 - j32.2$	$88.00 + j37.66$	$128.0 + j107.9$
8	0.0500	$67.58 - j11.47$	$105.70 + j24.88$	$163.5 + j48$
12	0.0010	$57.64 - j80.6$	$80.43 + j40.34$	$112.6 + j163.86$
12	0.0135	$61.50 - j29.99$	$89.96 + j39.97$	$132.8 + j110.8$
12	0.0500	$69.35 - j11.46$	$114.50 + j18.87$	$182.3 + j24.51$

در شکل زیر نیز نتایج برای تعداد قطعات مقایسه شده است [۱]

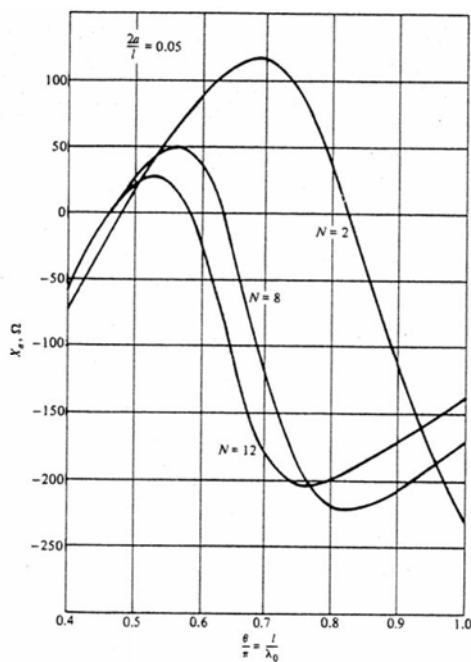


Figure 2.25 Computed value of input reactance for a dipole antenna with $2a/l = 0.05$.

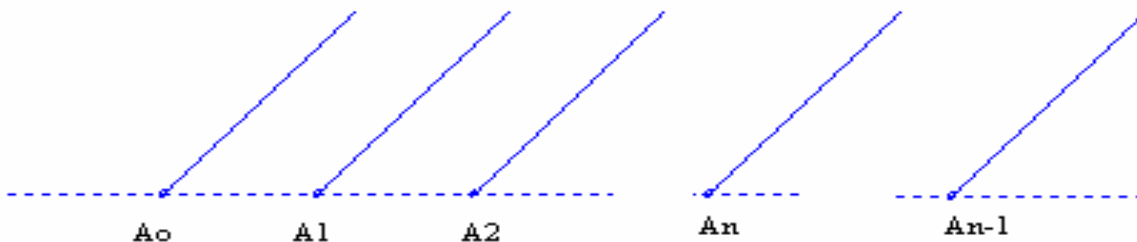
شکل ۶-۲۸

۷- سنتز رشته آنتن ها

اگر بخواهیم رشته آنتنی دارای خصوصیات تشعشعی مورد نظر باشد ، باید از روش سنتز رشته آنتن ها استفاده کنیم .
 مثلا در صورتی که بخواهیم یک رشته آنتن دارای نولهائی در جهت معین بوده و یا نسبت لوب اصلی به فرعی مشخص داشته و یا بطور کلی دارای پرتو خاصی باشد ، باید علاوه بر طرح سیستم آنتن ، مثلا رشته خطی ، صفحه ای ، پیوسته یا ناپیوسته ، توزیع جریان (در مورد آنتن های پنجره ای ، توزیع میدان) آن نیز باید تعیین شود.
 برای سنتز سعی میکنیم که ضریب رشته آنتن ها را بصورت مناسب برای کاربرد ، در آورده و از آن استفاده کنیم .
 روشی که به اجرای سنتز کمک شایانی کرده ، کاری است که شلکونوف (Schelkunoff) در ارائه معادله ضریب رشته پرتو بصورت چند جمله ای انجام داده است.

۷-۱- ریاضیات رشته آنتن ها - چند جمله ای شلکونوف [۱,۳,۶,۷]

شلکونوف طریقی را ارائه داد که بکمک آن میتوان ضریب رشته آنتن خطی را بصورت یک چند جمله ای نشان داد.
 فرض کنیم یک رشته آنتن با فاصله d و دامنه A_n (در حالت کلی مختلط) و فاز α ، نشان داده شده در زیر داشته باشیم



شکل ۷-۱

در این صورت معادله ضریب رشته آن بصورت زیر خواهد بود

$$AF = A_0 + A_1 e^{j\psi} + A_2 e^{j2\psi} + A_3 e^{j3\psi} + \dots + A_{N-1} e^{j(N-1)\psi}$$

$$\psi = \beta d \cos(\theta) + \alpha$$

با فرض $Z = e^{j\psi}$ رابطه بالا را میتوان بصورت چند جمله زیر نشان داد

$$AF = A_0 + A_1 Z + A_2 Z^2 + A_3 Z^3 + \dots + A_{N-1} Z^{N-1}$$

معادله بالا نشان میدهد که معادله یک رشته آنتن خطی N تائی را میتوان بصورت یک چند جمله ای درجه $N-1$ نشان داد. و بالعکس ، هر چند جمله ای درجه $N-1$ ، میتواند معادله یک رشته آنتن خطی N تائی باشد. در این صورت اگر چند جمله ای کامل نبود ، به معنی آن است که جریان آن آنتن صفر است ولی جای آن در رشته آنتن ، از نظر فاصله و فاز حفظ میشود.

همین طور چون حاصل ضرب دو چند جمله ای ، یک چند جمله ای است ، پس از ضرب ضریب رشته دو رشته آنتن خطی ، یک رشته آنتن خطی دیگر حاصل میشود.

هم چنین ، از خاصیت یک چند جمله ای درجه $N-1$ که میتواند به حاصل ضرب $N-1$ دو جمله ای تجزیه شود ، میتوان نتیجه گرفت که ضریب رشته یک رشته آنتن خطی N تائی ، از حاصل ضرب ضریب رشته $N-1$ ضریب رشته آنتن دو تائی به وجود میآید.

مثلا معادله رشته آنتن دو تائی یکنواخت ، بصورت زیر است :

$$AF = 1 + e^{j\psi} \quad \rightarrow \quad AF = 1 + Z$$

اگر این چند جمله ای را در خودش ضرب کنیم نتیجه میشود :

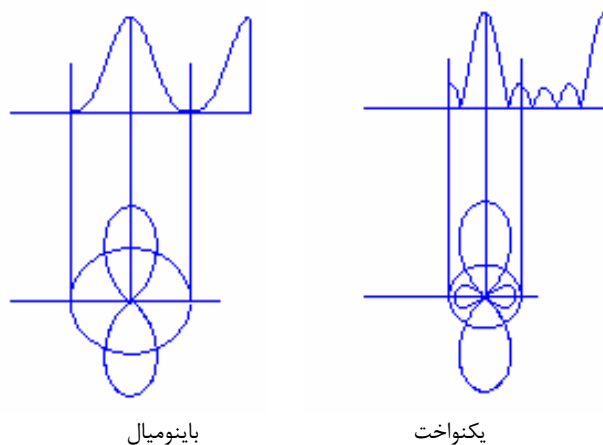
$$AF = (1 + Z) \times (1 + Z) = 1 + 2Z + Z^2$$

که این معادله یک رشته آنتن باینومیال ۳ تائی است. با ضرب مجدد خواهیم داشت

$$AF = (1 + 2Z + Z^2) \times (1 + Z) = 1 + 3Z + 3Z^2 + Z^3$$

که معادله رشته آنتن باینومیال ۴ تائی است.

قبلا دیدیم که در رشته آنتن های باینومیال ، تعداد لوبهای فرعی کم و عرض لوب اصلی زیاد است. و برعکس ، در رشته آنتن یکنواخت ، عرض لوب اصلی کم و تعداد لوبهای فرعی زیاد است. شکل زیر یک رشته آنتن ۵ تائی یکنواخت را با ۵ تائی باینومیال مقایسه میکند.



شکل ۲-۷

اگر بخواهیم حالتی بین این دو حالت داشته باشیم ، میتوان از به توان رساندن ضریب رشته آنتن چند تائی یکنواخت استفاده کرد. مثلا اگر یک رشته آنتن ۳ تائی یکنواخت را بتوان ۲ برسانیم ، رشته آنتن با توزیع مثلثی ۵ تائی حاصل میشود.

$$AF = (1 + Z + Z^2)^2 = 1 + 2Z + 3Z^2 + 2Z^3 + Z^4$$

پرتو این رشته آنتن نیز پرتو رشته آنتن ۳ تائی به توان ۲ است . این باعث میشود که لوب اصلی جمع تر شده و دامنه و تعداد لوبهای فرعی هم کاهش یابد. ملاحظه میشود که این حالت بین دو حالت قبلی است . یعنی لوب اصلی از رشته یکنواخت پهن تر و از باینومیال باریک تر است. و دامنه و تعداد لوبهای فرعی از یکنواخت کمتر و از باینومیال بیشتر است. اگر توان را بالاتر ببریم ، نسبت لوب اصلی به فرعی ، باز هم افزایش خواهد یافت . اگر تعداد آنتن ها خیلی زیاد باشد ، نسبت لوب اصلی به فرعی برابر با $2 \times 13.5 = 27 \text{ dB}$ خواهد بود. شکل زیر رشته آنتن های ۷ تائی خطی ، باینومیال و مثلثی را مقایسه میکند [۷].

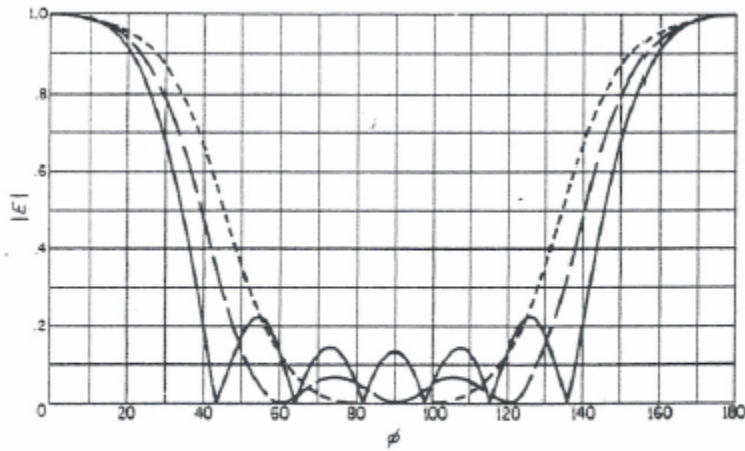
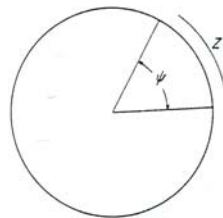


Figure 12-2. Radiation patterns for uniform (solid), triangular (dashed) and binomial (short dashed) amplitude distributions. (Courtesy Bell System Technical Journal)

شکل ۳-۷

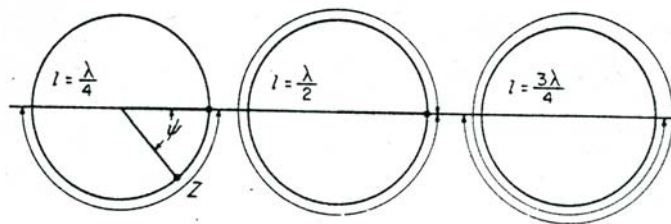
۲-۷- شناسائی $Z = e^{j\psi}$

برای آنکه به بحث تجزیه رشته آنتن پردازیم، لازم است که $Z = e^{j\psi}$ شناسائی کنیم. این مقدار برداری است با دامنه ۱ و فاز ψ ، و با تغییرات ψ ، روی یک دایره به شعاع ۱ حرکت میکند. تغییرات ψ بر حسب θ با رابطه $\psi = \beta d \cos(\theta) + \alpha$ بیان شده و بنابراین، وقتی که θ حد اکثر تغییرات خود را میکند ($\pi \geq \theta \geq 0$)، مقدار ψ بین $\beta d + \alpha \geq \psi \geq -\beta d + \alpha$ تغییر کرده و حدود تغییرات ψ برابر با $\Delta\psi = 2\beta d$ است. ضمناً تغییرات θ و ψ عکس یکدیگرند.



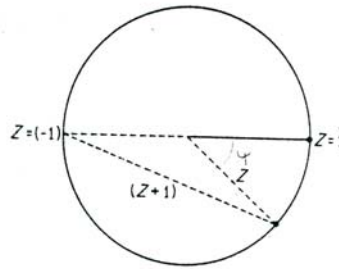
شکل ۴-۷

در شکل بالا که دیاگرام دایروی (Circle diagram) معروف است، بردار Z نشان داده شده است. مثلاً اگر $\alpha = -\beta d$ ، $d = \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4$ باشد، $\psi = \beta d(\cos(\theta) - 1)$ است، و حدود تغییرات در شکل زیر نمایش داده شده است.



شکل ۵-۷

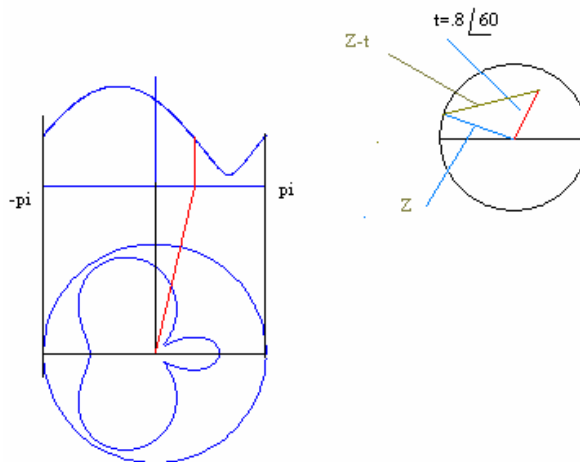
با استفاده از دیاگرام دایروی میتوان خصوصیات رشته آنتن ها را بررسی کرد. مثلا معادله یک رشته آنتن دو تائی یکنواخت ، بصورت $E = 1 + Z$ است . که میتوان آن را بصورت $E = Z - (-1)$ نشان داد. این به این معنی است که به ازاء هر مقدار از Z مقدار E تفاضل دو بردار Z و -1 است.



شکل ۶-۷

به این ترتیب می بینیم که دامنه E یعنی $|Z+1|$ را میتوان با انتخاب ψ و تعیین انتهای بردار Z و اتصال آن به -1 بدست آورد. ضمنا می بینیم که با نزدیک شدن ψ به مقدار $-\pi$ (یا نزدیک شدن Z به مقدار -1) طول بردار $|Z+1|$ بسمت صفر میرود. میتوان از طول این بردار برای ترسیم پرتو عمومی ($E(\psi)$) استفاده کرد.

در صورتی که رشته آنتن دو تائی یکنواخت نباشد، معادله بصورت $E = Z - t$ بوده ، که $t = |t|e^{j\delta}$ است. در این حالت هم، مطابق شکل میتوان مقدار E را با استفاده از دیاگرام دایروی تعیین کرده و $E(\psi)$ را رسم کرد. مثلا برای حالتیکه $t = 0.8 \angle 60^\circ$ است شکلهای زیر بدست میآیند. در شکل مشاهده میشود که چون دامنه ها یکی نیستند ، رشته آنتن فاقد صفر است.



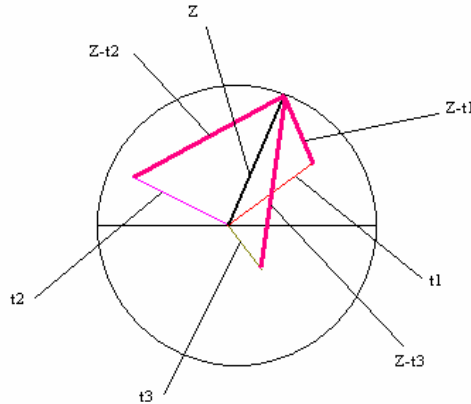
شکل ۷-۷

۷-۳- تجزیه معادله یک رشته آنتن

همان طور که قبلا گفتیم ، معادله یک رشته آنتن N تائی را میتوان به $N-1$ معادله دو تائی تجزیه کرد. یعنی

$$AF = (Z - t_1)(Z - t_2)(Z - t_3) \dots (Z - t_{N-1}) = \prod_{n=1}^{N-1} (Z - t_n)$$

با استفاده از دیاگرام دایروی ، برای بدست آوردن E کافیت بردارهای t_1 تا t_{N-1} را روی دیاگرام دایروی مشخص کرده و بردارهای $Z-t_n$ را رسم ، و سپس همه را در هم ضرب کرد. واضح است که اگر $t_n = 1$ شود، رشته آنتن در آن زاویه صفر خواهد داشت.



شکل ۷-۸

مثلا میتوان رشته آنتن یکنواخت را بصورت زیر تجزیه کرد. میدانیم که برای تجزیه، باید صفرهای چند جمله ای مشخص شوند.

$$AF = 1 + Z + Z^2 + Z^3 + Z^4 + \dots + Z^{N-1} = \frac{Z^N - 1}{Z - 1}$$

صفر های چند جمله ای بالا ، برای حالت رشته آنتن ۶ تایی بصورت زیرند

$$Z^N - 1 = 0 \rightarrow Z^{jN\psi_0^k} = 1 \rightarrow \psi_0^k = \pm \frac{2k\pi}{N} \rightarrow k = 1 \rightarrow N - 1$$

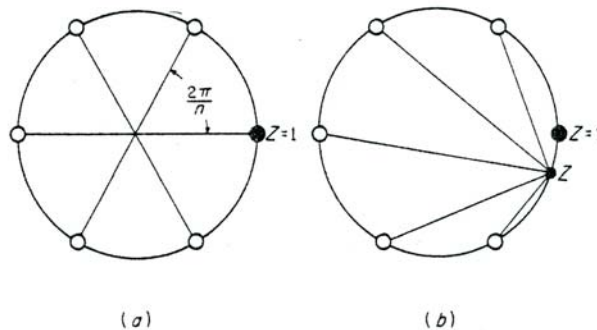
$$\psi_0^k = -\frac{2\pi}{6}, -\frac{4\pi}{6}, -\frac{6\pi}{6}, -\frac{8\pi}{6}, -\frac{10\pi}{6}$$

$$\psi_0^k = -\frac{\pi}{3}, -\frac{2\pi}{3}, -\frac{3\pi}{3}, -\frac{4\pi}{3}, -\frac{5\pi}{3}$$

بنا براین چند جمله ای به این صورت تجزیه میشود:

$$AF = \left| (Z - e^{j\pi/3})(Z - e^{j2\pi/3})(Z - e^{j3\pi/3})(Z - e^{j4\pi/3})(Z - e^{j5\pi/3}) \right|$$

در این حالت انتهای بردار ها همه روی دایره قرار گرفته و پرتو دارای ۵ صفر است



شکل ۷-۹

۴-۷- طرح رشته آنتن با صفرهای مشخص

اگر بخواهیم رشته آنتنی داشته باشیم که در جهات معینی دارای صفر باشد، به راحتی میتوانیم از دیاگرام دایروی و خاصیت چند جمله ای شلکونوف استفاده کنیم. در حقیقت در این حالت عمل عکس انجام میشود، یعنی صفرها را داریم و بنابراین دو جمله ای ها یا رشته آنتن های دوتائی مشخص هستند و با ضرب این دو جمله ایها در یکدیگر، چند جمله ای رشته آنتن، و در نتیجه توزیع جریان آن مشخص میشود. اگر صفرها در جهت θ_0^k مشخص باشد، نولها در $\psi_0^k = \beta d \cos(\theta_0^k) + \alpha$ حاصل شده و بنابراین معادله هر رشته دوتائی بصورت $Z - e^{j\psi_0^k}$ بوده و معادله کل بشکل زیر است.

$$AF = \prod_{n=1}^{N-1} (Z - e^{j\psi_0^n}) = (Z - e^{j\psi_0^1})(Z - e^{j\psi_0^2}) \dots (Z - e^{j\psi_0^{N-1}})$$

با ضرب دو جمله ایها، معادله مشخص شده و ضرائب چندجمله ای، یا همان توزیع جریان آنتن تعیین میشود. مثلا برای حالتی $d = \lambda/2, \alpha = 0$ است، و میخواهیم آنتن دارای نولهایی در $\theta_0^1 = 60^\circ$ و $\theta_0^2 = 180^\circ$ داشته باشد، مقدار $\psi_0^2 = \pi \cos(180) = -\pi$ و $\psi_0^1 = \pi \cos(60) = \pi/2$ بوده و بنابراین

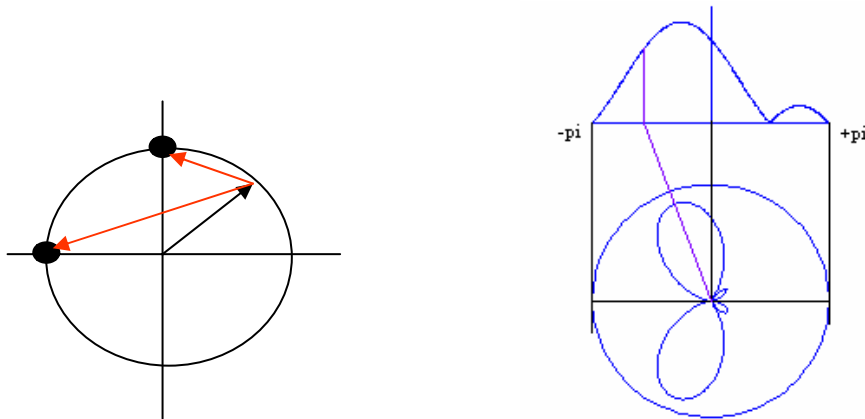
$$AF = (Z - e^{j\psi_0^1})(Z - e^{j\psi_0^2}) = (Z - e^{j\pi/2})(Z + 1) = (Z - j)(Z + 1)$$

$$AF = -j + (1 - j)Z + Z^2$$

پس رشته آنتن ۳ تائی بوده و جریان آنتن ها بصورت زیر است

$$1 \angle -90 \quad \sqrt{2} \angle -45 \quad 1 \angle 0$$

دیاگرام دایروی و شکل پرتو عمومی و پرتو قطبی این رشته بصورت زیر است

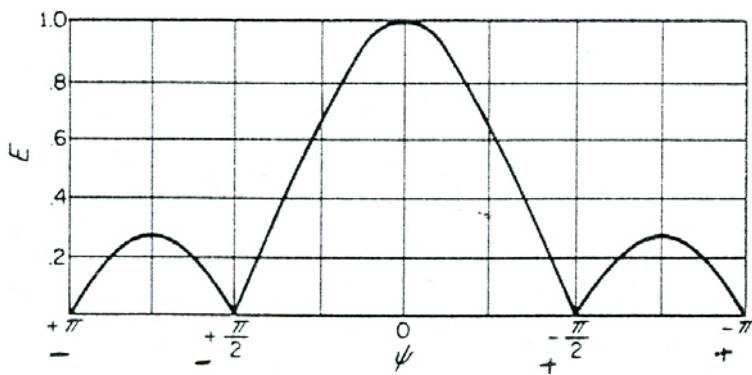
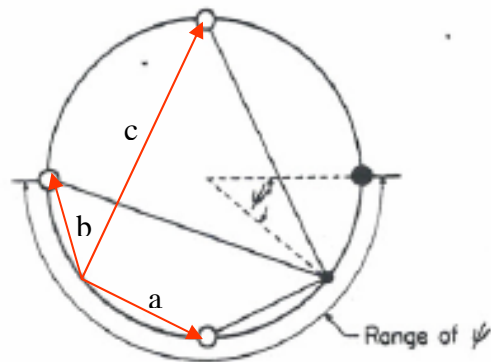


شکل ۷-۱۰

۵-۷- رشته آنتن با فواصل صفر مساوی (Equally-spaced-zeros)

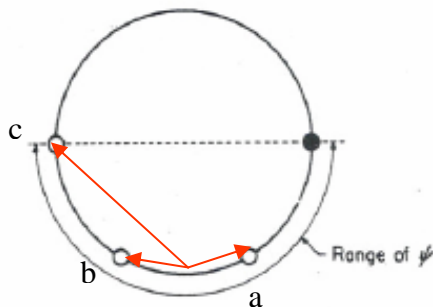
اگر در یک رشته آنتن، صفرها در حدود تغییرات $\Delta\psi = 2\beta d$ واقع نباشند، عرض لوب و دامنه لوبهای فرعی آن بیشتر میشود. شکل زیر بیان گر این مطلب است.

در دیاگرام دایروی زیر ، یک رشته آنتن یکنواخت ۴ تایی با فاصله $d = \lambda/4$ و فاز $\alpha = -\pi/2$ نشان داده شده است . مقدار ψ_0^1 بیانگر عرض لوب اصلی بوده و دامنه لوب فرعی از ضرب طولهای c, b, a بدست میآید . توجه کنید که یکی از صفر ها ، خارج حدود تغییرات ψ است و بنابراین طول c بزرگ بوده و دامنه لوب فرعی را افزایش میدهد [۷].



شکل ۷-۱۱

حال اگر دیاگرام دایروی رشته آنتن ۴ تایی زیر (دارای ۳ صفر) را در نظر بگیریم ، که فعلا توزیع جریان آن را نمیدانیم ، در این حالت ، نیز ψ_0^1 بیانگر عرض لوب اصلی است ، که واضح است که از حالت قبل کوچکتر است. همین طور ، دامنه لوب فرعی از ضرب c, b, a حاصل شده که از حالت قبل کمتر است. البته باید توجه داشت که در این حالت ، دامنه لوب اصلی ، کمتر از حالت قبل است ، ولی با محاسبه، میتوان به این نتیجه رسید که نسبت لوب اصلی به فرعی، نسبت به حالت قبلی بیشتر شده است. توجه کنید که در این حالت ، همه صفر ها در محدوده تغییرات ψ قرار دارند.



شکل ۷-۱۲

حال توزیع جریان این رشته آنتن را بدست میاوریم. اگر صفرها با فاصله مساوی در محدوده تغییرات ψ قرار گیرند ، بنابراین صفرها بصورت زیرند

$$\psi_0^1 = -\pi/3 \quad \psi_0^2 = -2\pi/3 \quad \psi_0^3 = \pi$$

بنابراین معادله رشته آنتن بصورت زیر است:

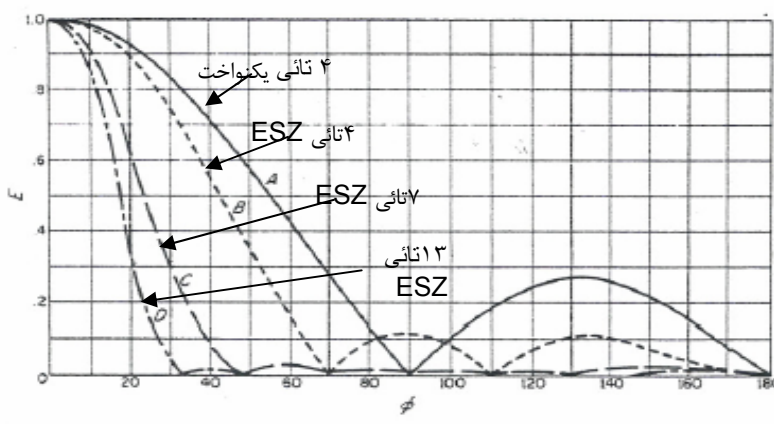
$$AF = (Z - e^{j\psi_0^1})(Z - e^{j\psi_0^2})(Z - e^{j\psi_0^3}) = (Z - e^{-j\pi/3})(Z - e^{-j2\pi/3})(Z - e^{-j\pi})$$

$$AF = 1 + 2e^{-j\pi/3}Z + 2e^{-j2\pi/3}Z^2 + e^{-j\pi}Z^3$$

پس رشته آنتن دارای توزیع جریان به این صورت است:

$$1 \angle 0 \quad 2 \angle -\pi/3 \quad 2 \angle -2\pi/3 \quad 1 \angle -\pi$$

این رشته با فواصل صفر مساوی (E.S.Z.) است. توجه داشته باشید که با این ترتیب میتوان با زیاد کردن تعداد آنتن ها ، در حالی که طول رشته آنتن ثابت است ، وضعیت عرض لوب و دامنه لوب فرعی را بهبود بخشید. شکل زیر این مطلب را نشان میدهد.



شکل ۷-۱۳

۷-۶- سنتر رشته آنتن با استفاده از سری فوریه [۶,۷]

اگر تعداد آنتن های یک رشته آنتن فرد بوده و جریانها نسبت به آنتن وسط ، مزدوج باشند، در این صورت معادله ضریب رشته آن بصورت زیر خواهد بود.

$$\begin{array}{ccccccc}
 \nabla & \nabla & \nabla & \nabla & \nabla & \nabla & \nabla \\
 (a_m - jb_m) \dots (a_2 - jb_2) & (a_1 - jb_1) & a_0 & (a_1 + jb_1) & (a_2 + jb_2) \dots (a_m + jb_m)
 \end{array}$$

شکل ۷-۱۴

$$\begin{aligned}
 AF = & (a_m - jb_m)e^{-jm\psi} + \dots + (a_2 - jb_2)e^{-j2\psi} + (a_1 - jb_1)e^{-j\psi} + \\
 & a_0 + \\
 & (a_1 + jb_1)e^{j\psi} + (a_2 + jb_2)e^{j2\psi} \dots + (a_m + jb_m)e^{jm\psi}
 \end{aligned}$$

که میتوان آن را به این صورت نوشت :

$$AF = 2 \left| \frac{a_0}{2} + \sum_1^m [a_k \cos(k\psi) + (-b_k \sin(k\psi))] \right|$$

رابطه اخیر نشان می‌دهد که معادله پرتو، بصورت بسط سری فوریه $E(\psi)$ است. یعنی با مشخص شدن شکل پرتو بر حسب ψ ، میتوان با استفاده از ضرایب بسط سری فوریه، مقادیر a_0, a_k, b_k ، یعنی جریان آنتن‌ها را تعیین کرد. واضح است که تعداد آنتن‌ها بستگی به میزان دقت در پرتو مورد نظر دارد، و هرچه تعداد بیشتر باشد، پرتو حاصله به پرتو خواسته شده نزدیکتر میشود. مقادیر جریان‌ها از روابط زیر بدست می‌آیند.

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) d\psi$$

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) \cos(k\psi) d\psi$$

$$-b_k = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) \sin(k\psi) d\psi$$

دقت کنید که یکی از مقادیر $b_k -$ است.

در روابط بالا، باید مقدار $E(\psi)$ برای حدود تغییرات 2π معلوم باشد. یعنی باید $d = \lambda/2$ و $\Delta\psi = 2\pi$ باشد (میدانیم که $E(\theta)$ که پرتو اصلی است، همیشه برای تغییرات کامل یعنی $0 \leq \theta \leq \pi$ مشخص است ولی $E(\psi)$ فقط در صورتی که $\Delta\psi = 2\pi$ باشد در 2π تغییرات مشخص خواهد شد). در صورتیکه حدود تغییرات از 2π کمتر باشد، مساله به روشی که بعداً توضیح داده میشود، حل خواهد شد.

۷-۶-۱- طرح رشته آنتن با پرتو دلخواه برای حالت $d = \lambda/2$ [۶]

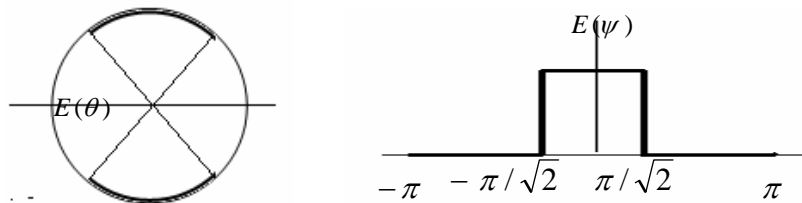
همان طور که قبلاً گفته شد، در این حالت حدود تغییرات، 2π بوده و $E(\psi)$ در تمام این محدوده مشخص است. مثال زیر این مساله را روشن میکند.

مثال: می‌خواهیم رشته آنتنی طرح کنیم که پرتو آن در مختصات قطبی بصورت زیر باشد

$$E(\theta) = 0 \quad \pi/4 \geq \theta \geq 0$$

$$E(\theta) = 1 \quad 3\pi/4 \geq \theta \geq \pi/4$$

$$E(\theta) = 0 \quad \pi \geq \theta \geq 3\pi/4$$



شکل ۷-۱۵

با توجه به اینکه فاصله $d = \lambda/2$ بوده، و با فرض اینکه اختلاف فاز صفر است، میتوان مقدار پرتو عمومی $E(\psi)$ را معین کرد.

$$E(\psi) = 0 \quad \pi \geq \psi \geq \frac{\pi}{\sqrt{2}}$$

$$E(\psi) = 1 \quad \frac{\pi}{\sqrt{2}} \geq \psi \geq -\frac{\pi}{\sqrt{2}}$$

$$E(\psi) = 0 \quad -\frac{\pi}{\sqrt{2}} \geq \psi \geq -\pi$$

منحنی $E(\psi)$ نیز در شکل بالا نشان داده شده است. در حقیقت منحنی بالا، پرتو عمومی رشته آنتن است. اکنون میتوان a_0, a_k را بدست آورد. توجه دارید که چون منحنی مذکور تابع زوج است، مقادیر b_k صفر هستند.

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) d\psi = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/\sqrt{2}}^{\pi/\sqrt{2}} d\psi = \frac{2}{\sqrt{2}}$$

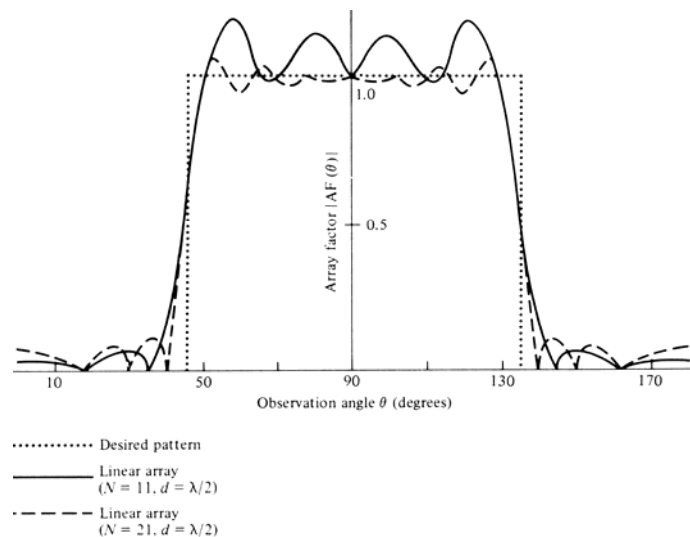
$$a_k = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) \cos(k\psi) d\psi = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/\sqrt{2}}^{\pi/\sqrt{2}} \cos(k\psi) d\psi = \frac{2}{k\pi} \sin \frac{k\pi}{\sqrt{2}}$$

$$-b_k = 0$$

اگر مقادیر a_k را نسبت به a_0 نرمالیزه کنیم، جریان ها بصورت زیر خواهند بود:

$$a_0 = 1, \quad a_1 = .3582, \quad a_2 = -.217, \quad a_3 = .0558, \quad a_4 = .0578, \quad a_5 = .0895, \dots$$

شکل زیر پرتو مستطیلی $E(\theta)$ را برای تعداد ۱۱ و همچنین ۲۱ آنتن، در مقایسه با پرتو خواسته شده نشان میدهد.



شکل ۷-۱۶

مشاهده میشود که هر چه تعداد آنتن ها بیشتر باشد، پرتو به مقدار خواسته شده نزدیکتر میشود. یک نکته قابل توجه در استفاده از سری فوریه این است که در محلهای قطع منحنی، و تبدیل به یک سطح دیگر، منحنی حاصله از جمع مولفه های سری فوریه، از وسط این مقطع میگذرد. این نکته بخصوص در مورد رشته آنتن $E.F.$ مهم است، زیرا در جایی که ماکزیمم

میخواهیم ، از نصف ماکزیمم میگذریم. بنابراین بهتر است که رشته آنتن برادساید طرح شده و پرتو پشتی با رفلکتور یا روش دیگری حذف شود.

نکته قابل توجه دیگر این است که برای اینکه جریان ها دارای فازهای پیچیده نباشند، بهتر است ، در صورت امکان ، یکی از مقادیر a_k و یا b_k صفر شود. برای این کار باید منحنی $E(\psi)$ نسبت به محور E (برای صفر شدن b_k) و یا نسبت به مرکز (برای صفر شدن a_k) متقارن باشد [۲۱].

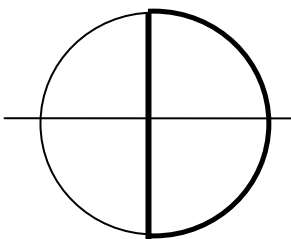
۷-۶-۲- طرح رشته آنتن با پرتو دلخواه برای حالت $d < \lambda/2$ [۷]

میدانیم که وقتی $d < \lambda/2$ باشد ، $\Delta\psi < 2\pi$ بوده و برای رسم $E(\theta)$ احتیاج به مشخص بودن $E(\psi)$ در تمام حدود تغییرات نداریم . معنی عکس آن این است که اگر $d < \lambda/2$ بوده و $E(\theta)$ برای $\pi \geq \theta \geq 0$ مشخص باشد ، مقدار $E(\psi)$ برای تغییرات $2\pi \geq \psi \geq 0$ مشخص نمی شود. اما میدانیم که برای تعیین ضرائب سری فوریه ، احتیاج به مقدار $E(\psi)$ در تمام محدوده داریم . یک راه آن است که هر جا مقدار $E(\psi)$ مشخص نیست ، مساوی صفر، یا هر مقدار دیگری قراردهیم . اما با توجه به اینکه وجود تغییرات شدید یا نامناسب در منحنی ای که میخواهیم سری فوریه آن را بدست آوریم ، اثر مستقیم روی همگرایی سری (تعداد آنتن ها) دارد ، بهتر است تغییرات $E(\psi)$ در محل هایی که مقدارش مشخص نیست ، با دقت انتخاب شود. هر چند که این مقدار ظاهرا در پرتو $E(\theta)$ تاثیری ندارد. مثالهای زیر مطلب را روشن میکند.

مثال: میخواهیم رشته آنتنی را با $d = \lambda/4$ ، $\beta d = \pi/2$ ، $\Delta\psi = \pi$ طرح کنیم که پرتو آن بصورت زیر باشد.

$$E(\theta) = 1 \quad \pi/2 \geq \theta \geq 0$$

$$E(\theta) = 0 \quad \pi \geq \theta \geq \pi/2$$

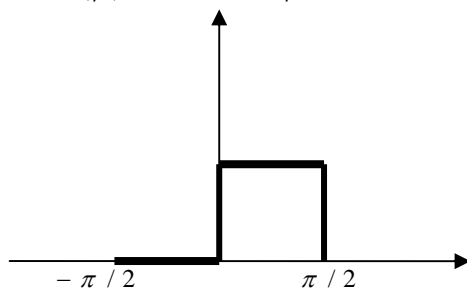


شکل ۷-۱۷

داریم $\psi = \pi/2 \cos(\theta) + \alpha$ ابتدا $\alpha = 0$ در نظر میگیریم . در این صورت منحنی $E(\psi)$ بصورت زیر خواهد بود.

$$E(\psi) = 1 \quad \pi/2 \geq \psi \geq 0$$

$$E(\psi) = 0 \quad 0 \geq \psi \geq -\pi/2$$

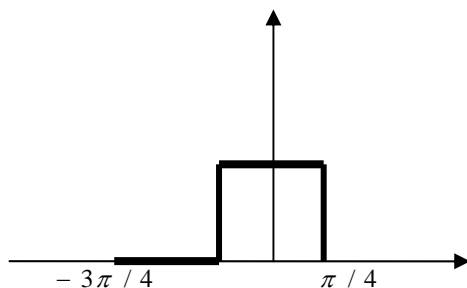


شکل ۷-۱۸

حال α را طوری انتخاب میکنیم که تابع $E(\psi)$ زوج شود، تا b_k برابر با صفر شود. برای زوج شدن تابع، کافی است که $\alpha = -\pi/4$ انتخاب شود. در این صورت $\psi = \pi/2 \cos(\theta) - \pi/2$ بوده و داریم

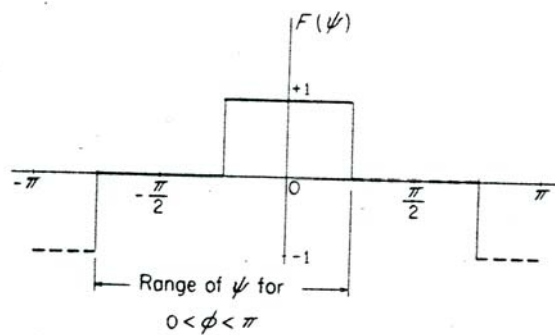
$$E(\psi) = 1 \quad \pi/4 \geq \psi \geq -\pi/4$$

$$E(\psi) = 0 \quad -\pi/4 \geq \psi \geq -3\pi/4$$



شکل ۷-۱۹

به این ترتیب $E(\psi)$ فقط برای فاصله $\pi/4 \geq \psi \geq -3\pi/4$ مشخص شده است و باید در بقیه فاصله 2π نیز تعریف شود. چون انتخاب شکل منحنی در خارج محدوده اصلی که مشخص شده است، کاملاً دلخواه است، مثلاً شکل زیر را انتخاب میکنیم



شکل ۷-۲۰

با مشخص شدن $E(\psi)$ به ازای $\pi \geq \psi \geq -\pi$ ، مقادیر a_k مشخص شده و b_k هم که بخاطر زوج بودن تابع، صفر است. پس

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) d\psi = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi}^{-3\pi/4} (-1) d\psi + \int_{-3\pi/4}^{-\pi/4} (1) d\psi + \int_{-\pi/4}^{\pi/4} (-1) d\psi + \int_{\pi/4}^{\pi} (-1) d\psi \right] = 0$$

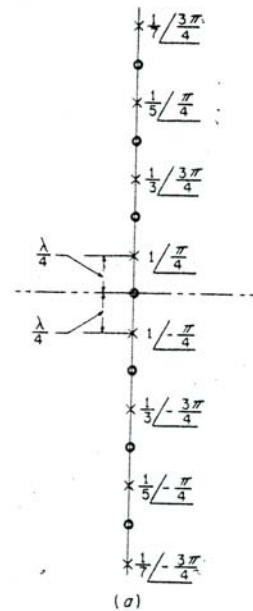
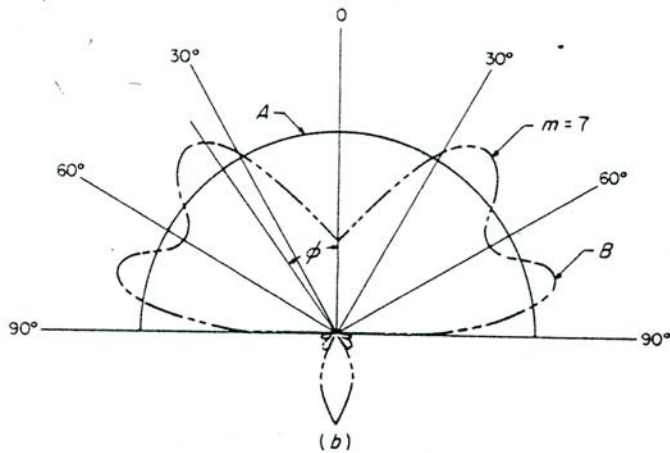
$$a_k = \frac{1}{\pi} \int E(\psi) d\psi = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi}^{-3\pi/4} (-1) \cos(k\psi) d\psi + \int_{-3\pi/4}^{-\pi/4} (1) \cos(k\psi) d\psi + \int_{-\pi/4}^{\pi/4} (-1) \cos(k\psi) d\psi + \int_{\pi/4}^{\pi} (-1) \cos(k\psi) d\psi \right]$$

$$-b_k = 0$$

با انجام انتگرال بالا و قرار دادن مقدار در آن، جریان آنتن ها بصورت زیر میشود.

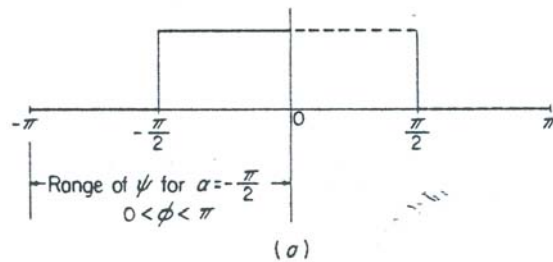
$$1/7 \angle 3\pi/4, 0, 1/5 \angle \pi/4, 0, 1/3 \angle 3\pi/4, 0, 1 \angle \pi/4, 0, 1 \angle -\pi/4, 0, 1/3 \angle -3\pi/4, 0, 1/5 \angle -\pi/4, 0, 1/7 \angle -3\pi/4$$

با این جریان ها، پرتو بدست آمده بصورت زیر است.



شکل ۲۱-۷

مقایسه پرتو مورد نظر ، با پرتو بدست آمده ، نشان میدهد که اختلاف زیادی بین آنها وجود دارد. ، پرتو دارای لوب عقبی قوی بوده و در جهت *End - fire* که انتظار لوب اصلی بوده ، خیلی کاهش یافته است . این بعلت انتخاب نامناسب قسمت اختیاری منحنی $E(\psi)$ است . یعنی منحنی دارای تغییرات زیاد و حتی مثبت و منفی شدن است. ضمناً در محلی که تغییرات داخل محدوده $\Delta\psi = 2\beta d$ ترک میشود نیز تغییرات ناگهانی ایجاد شده است. اگر همین مساله را با فرض $\alpha = -\pi/2$ حل کرده و باقیمانده تغییرات را بصورت زیر پر کنیم ، خواهیم داشت



شکل ۲۲-۷

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \right] = 1$$

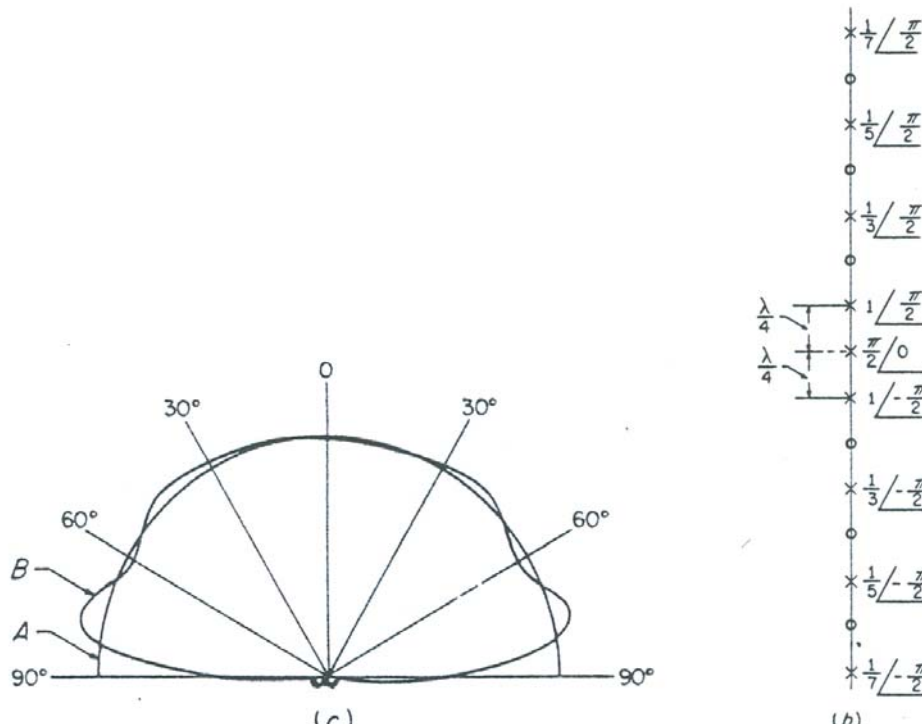
$$a_k = \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos(k\psi) d\psi \right] = \frac{2}{k\pi} \sin\left(\frac{k\pi}{2}\right)$$

$$-b_k = 0$$

اگر جریانه‌ها را نسبت به $2/\pi$ نرمالیزه کنیم ، خواهیم داشت :

$$1/7 \angle \pi/2, 0, 1/5 \angle \pi/2, 0, 1/3 \angle \pi/2, 0, 1 \angle \pi/2, \pi/2 \angle 0, 1 \angle -\pi/2, 0, 1/3 \angle -\pi/2, 0, 1/5 \angle -\pi/2, 0, 1/7 \angle -\pi/2$$

و پرتو بشکل زیر خواهد شد



شکل ۷-۲۳

واضح است که این بار بهبود قابل ملاحظه ای حاصل شده است. پس به نظر میرسد که اگر از تغییرات بی مورد خودداری کرده و ضمناً ، در جایی که اطلاعات پرتو قطع میشود ، ما همچنان همان دامنه را ادامه دهیم ، به جواب مناسب تری خواهیم رسید.

۷-۷- طرح رشته آنتن با استفاده از چند جمله چپی چف-

رشته دلف- چپی چف (Dolph - tchebycheff) [۳,۴,۶,۷]

در این رشته آنتن جریان آنتن ها از ضرائب چند جمله ایهای چپی چف تعیین میشوند، و از این نظر که برای یک سطح لوب فرعی معین ، دارای عرض لوب حداقل ، و یا برای یک عرض لوب معین ، پائین ترین نسبت لوب فرعی به اصلی را بدست میدهد ، بهینه است.

ابتدا سعی میکنیم که معادله یک رشته آنتن با تعداد فرد یا زوج ، و با جریانه‌های متقارن از دو طرف را بصورتی مناسب برای این کار در آوریم. در یک رشته آنتن با تعداد فرد ، که آنتن ها دارای دامنه جریان متقارن از دو طرف هستند ، میتوان نوشت

$$AF = (a_m) \dots + (a_2)Z^{m-2} + (a_1)Z^{m-1} + a_0Z^m + (a_1)Z^{m+1} + (a_2)Z^{m+2} \dots + (a_m)Z^{2m+1}$$

$$= Z^m [a_0 + a_1(Z + Z^{-1}) + a_2(Z^2 + Z^{-2}) + \dots + a_m(Z^m + Z^{-m})]$$

$$AF = \left| a_0 + 2 \sum_{k=1}^m [a_k \cos(k\psi)] \right| = a_0 + 2 \sum_{k=1}^m [a_k \cos(2k \frac{\psi}{2})] \quad N = 2m + 1$$

به همین ترتیب اگر تعداد آنتن ها زوج باشد، رابطه بصورت زیر در خواهد آمد

$$AF = 2 \sum_1^m [a_k \cos(\frac{2k+1}{2}\psi)] \quad N = 2m$$

پس معادله یک رشته آنتن خطی با دامنه جریان متقارن را میتوان به صورت مضارب فرد و یا زوجی از کسینوس $\psi/2$ نوشت. از این خصوصیت در کاربرد منحنی های چپی چف استفاده میشود.

۷-۷-۱- چند جمله ایهای چپی چف و استفاده از آنها در طراحی رشته آنتن ها

این چند جمله ای ها بصورت زیرند

$$T_0(x) = 1$$

$$T_1(x) = x$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x$$

.....

$$T_n(x) = 2xT_{n-1}(x) - T_{n-2}(x)$$

از خصوصیت این چند جمله ای ها این است که اگر $x = \cos(\theta)$ (وقتی که $|x| \leq 1$) و یا $x = \cosh(\theta)$ (وقتی که $|x| \geq 1$) فرض شود، معادله چند جمله ای بصورت زیر خواهد شد.

$$|x| \leq 1 \longrightarrow x = \cos(\theta) \longrightarrow T_n(x) = \cos(n\theta) \Rightarrow |T_n(x)| \leq 1$$

$$x > 1 \longrightarrow x = \cosh(\theta) \longrightarrow T_n(x) = \cosh(n\theta)$$

از رابطه اول نتیجه میشود که :

(۱) در فاصله $|x| \leq 1$ مقدار $T_n(x)$ نیز بین ± 1 خواهد بود (چون برابر با $\cos(n\theta)$ است)

(۲) همهء منحنی ها از نقطه $y=1, x=1$ میگذرند.

(۳) منحنی های زوج از $y=1, x=-1$ و منحنی های فرد از $y=-1, x=-1$ میگذرند.

در شکل زیر این منحنی ها با درجات مختلف نشان داده شده اند.

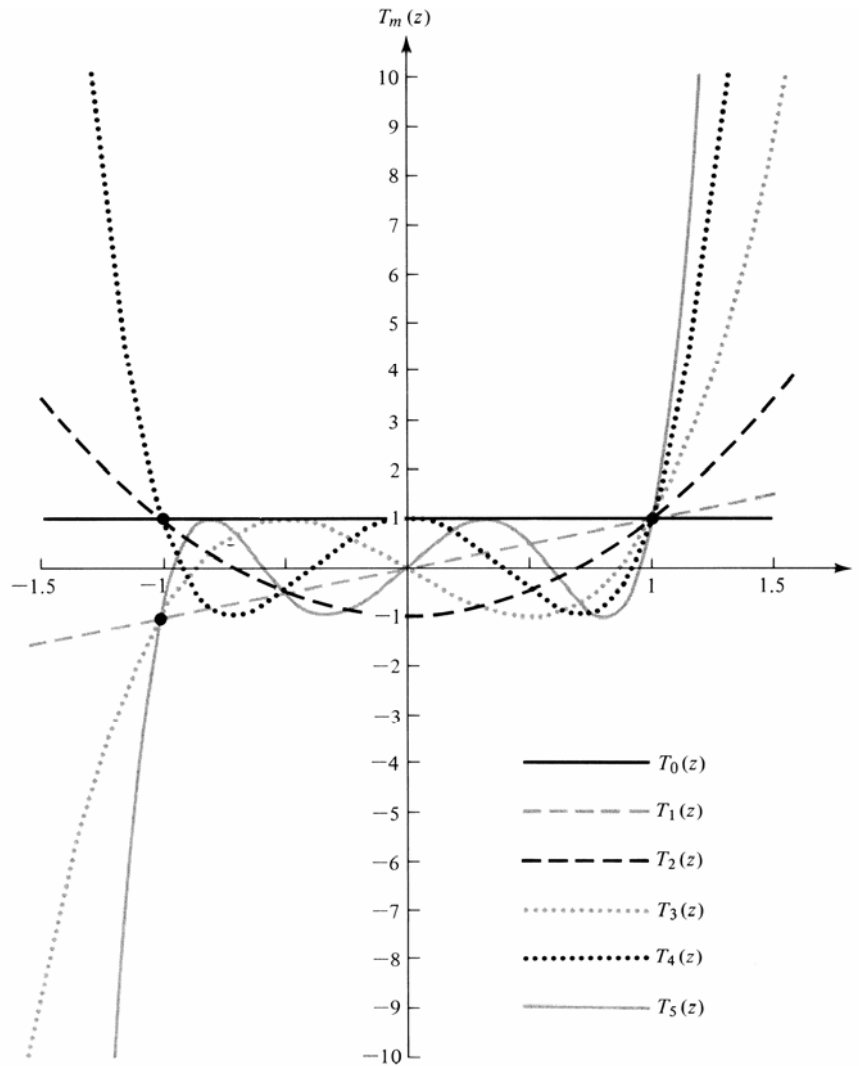
مشاهده میشود که ماکزیمم و مینیمم ها ، همه دارای مقدار ± 1 بوده و این منحنی ها برای طرح رشته آنتن هائی با

چنین پرتو ، مناسب است . برای این که صفر های چند جمله ای ها را تعیین کنیم از رابطه زیر استفاده میکنیم

$$T_n(x_0^k) = \cos(n\theta_0^k) = 0 \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

$$\theta_0^k = (2k-1)\frac{\pi}{2n}$$

$$x_0^k = \cos(\theta_0^k) = \cos[(2k-1)\frac{\pi}{2n}]$$

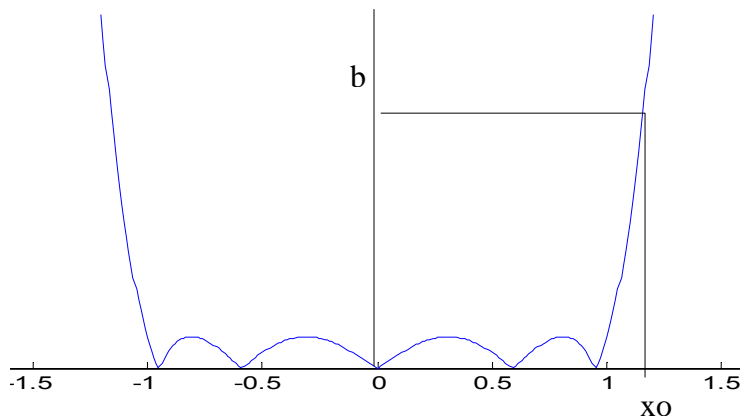


شکل ۷-۲۴

برای اینکه معادله چند جمله ای ها را به شکل معادله رشته آنتن ها ، که در ابتدای این فصل گفته شد ، در آوریم ، فرض میکنیم که

$$x = x_0 \cos(\psi / 2)$$

باشد. در این صورت ، به ازای $\psi = 0$ ، مقدار $x = x_0$ شده و چون صفر شدن ψ در رشته آنتن ها ، به معنی ماکزیمم شدن دامنه پرتو است ، بنابراین چند جمله ای به ازای $x = x_0$ مقداری خواهد داشت که همان لوب اصلی آنتن خواهد بود. در شکل زیر مقدار $|T_5(x)|$ نشان داده شده است و مقدار تابع به ازای $x = x_0$ ، میتواند لوب اصلی باشد.



شکل ۷-۲۵

میتوانیم مقدار x_0 را برای جایی که مقدار چند جمله ای برابر b میشود، بدست آوریم. چون در این نقطه مقدار x_0 بزرگتر از ۱ است پس $x_0 = \cosh(\theta_0)$ فرض شده و $T_n(x_0) = \cosh(n\theta_0) = b$ و بنابراین

$$\theta_0 = \frac{1}{n} \cosh^{-1}[T_n(\cosh(\theta_0))] = \frac{1}{n} \cosh^{-1}[b]$$

$$x_0 = \cosh(\theta_0) = \cosh\left[\frac{1}{n} \cosh^{-1}(b)\right]$$

خواهد بود.

توجه کنید که دامنه لوبهای فرعی همه مساوی و برابر ۱ بوده، دامنه لوب اصلی هم برابر b است، ولی فاصله صفرها (بر خلاف رشته یکنواخت) یکسان نیست.

با تعریف بالا، میتوان تعیین کرد که به ازای چه مقادیری از ψ ، مقدار $T_n(x)$ صفر میشود. داریم $x_0^k = \cos(\theta_0^k)$ و از طرفی $x_0^k = x_0 \cos(\psi_0^k / 2)$ است، بنابراین

$$\cos(\theta_0^k) = x_0 \cos(\psi_0^k / 2) = 0$$

$$\psi_0^k = 2 \cos^{-1}\left[\frac{\cos(\theta_0^k)}{x_0}\right]$$

$$\psi_0^k = 2 \cos^{-1}\left[\frac{\cos[(2k-1)\frac{\pi}{2n}]}{x_0}\right]$$

با فرض $x = x_0 \cos(\psi / 2)$ ، چند جمله ای های چپی چف به صورت مضاربی فرد و یا زوج از کسینوس $\psi / 2$ در خواهد آمد.

یعنی:

$$x = x_0 \cos(\psi / 2)$$

$$T_0(x) = 1$$

$$T_1(x) = x_0 \cos(\psi / 2)$$

$$T_2(x) = x_0^2 \cos(\psi) + (x_0^2 - 1)$$

$$T_3(x) = x_0^3 \cos(3\psi / 2) + (3x_0^3 - 3x_0) \cos(\psi / 2)$$

$$T_4(x) = x_0^4 \cos(4\psi / 2) + (4x_0^4 - 4x_0^2) \cos(2\psi / 2) + 3x_0^4 - 4x_0^2$$

رابطه اخیر نشان میدهد که معادله چند جمله ای چپی چف و ضریب پرتو رشته آنتن ، شبیه بوده و بنابراین میتوان با متحد قراردادن آنها ، مقادیر جریان آنتن ها را به دست آورد.

برای استفاده از چند جمله ایهای چپی چف ، در طرح رشته آنتن ها ، میتوان از یکی از دو روش زیر استفاده کرد.

۱- صفر های (ψ_0^k) چند جمله ای چپی چف را حساب کرده و از رابطه

$$AF = \prod_{n=1}^{N-1} (Z - e^{j\psi_0^k})$$

چند جمله ای چپی چف مربوطه را حساب میکنیم. و ضرائب چند جمله ای، دامنه جریانها هستند.

۲- با فرض $x = x_0 \cos(\psi/2)$ ، معادله چند جمله ای را بصورت مجموعه ای از مضارب کسینوس $\psi/2$ در آورده و رابطه را متحد با معادلات رشته آنتن (گفته شده در اول فصل) قرار میدهیم تا دامنه جریانها مشخص شوند.

$$T_n(x) \equiv a_0 + 2 \sum_1^m [a_k \cos(2k\psi/2)] \quad n - \text{even}$$

$$T_n(x) \equiv 2 \sum_1^m [a_k \cos(\frac{2k+1}{2}\psi)] \quad n - \text{odd}$$

با مثال زیر موضوع روشن میشود. توجه داشته باشید که تعداد آنتن ها از درجه چند جمله ای ، یکی بیشتر است.

مثال : میخواهیم رشته آنتن چپی چف ۴ تائی و $B.S.$ با نسبت لوب اصلی به فرعی $19.2dB$ طرح کنیم. داریم $b_{dB} = 19.2dB \rightarrow b = 9$. چون رشته آنتن ۴ تائی است ، پس چند جمله ای درجه ۳ اختیار میکنیم . و چون $T_3(x_0) = 9$ ، است میتوانیم مقدار x_0 را حساب کنیم:

$$x_0 = \cosh[\frac{1}{3} \cosh^{-1}(9)] = 1.5$$

حال از هر دو روش مساله را حل میکنیم:

روش اول: صفر ها برابرند با

$$\psi_0^k = 2 \cos^{-1} \left[\frac{\cos[(2k-1)\frac{\pi}{6}]}{1.5} \right] \rightarrow 1.91, \pi, 4.37$$

بنابراین چند جمله ای شلکونوف بصورت زیر است

$$AF = \prod_{n=1}^{N-1} (Z - e^{j\psi_0^k}) = (Z - e^{j1.91})(Z - e^{j\pi})(Z - e^{j4.37})$$

$$= 1 + 1.667Z + 1.667Z^2 + Z^3$$

پس جریان آنتن ها بصورت زیر است:

$$1 \quad 1.667 \quad 1.667 \quad 1$$

روش دوم : چند جمله ای چپی چف را با فرض $x = x_0 \cos(\psi/2)$ بر حسب $\cos(k\psi/2)$ مرتب کرده و با معادله رشته آنتن متحد قرار میدهیم

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x = x_0^3 \cos(3\psi/2) + (3x_0^3 - 3x_0) \cos(\psi/2)$$

$$x_0^3 \cos(3\psi/2) + (3x_0^3 - 3x_0) \cos(\psi/2) \equiv A_1 \cos(3\psi/2) + A_0 \cos(\psi/2)$$

از اتحاد بالا خواهیم داشت:

$$A_1 = x_0^3$$

$$A_0 = 3x_0^3 - 3x_0$$

اگر مقادیر را نسبت به A_1 نرمالیزه کرده و مقدار قرار دهیم خواهیم داشت

$$A_1 = 1$$

$$A_0 = 1.667$$

که همان جریانها از طریق قبلی هستند.

میتوان نشان داد [۲] که جریان آنتن ها در توزیع چپی چف، از رابطه زیر بدست میآیند.

$$a_n = \begin{cases} \sum_{q=n}^M (-1)^{M-q} (z_0)^{2q-1} \frac{(q+M-2)!(2M-1)}{(q-n)!(q+n-1)!(M-q)!} & \text{for even } 2M \text{ elements} \\ & n = 1, 2, \dots, M \\ \sum_{q=n}^{M+1} (-1)^{M-q+1} (z_0)^{2(q-1)} \frac{(q+M-2)!(2M)}{\epsilon_n (q-n)!(q+n-2)!(M-q+1)!} & \text{for odd } 2M+1 \text{ elements} \\ & n = 1, 2, \dots, M+1 \end{cases}$$

$$\text{where } \epsilon_n = \begin{cases} 2 & n = 1 \\ 1 & n \neq 1 \end{cases}$$

که در آن $z_0 = \cosh(\cosh^{-1}(x_0)/N)$ است.

هم چنین میتوان نشان داد که ضرائب چند جمله ای های زوج چپی چف از رابطه

$$T_{2N}(u) = \sum_{n=0}^N (-1)^{N-n} \frac{N}{N+n} \binom{N+n}{2n} (2u)^{2n}$$

و چند جمله ای های فرد از رابطه

$$T_{2N-1}(u) = \sum_{n=1}^N (-1)^{N-n} \frac{2N-1}{2(N+n-1)} \binom{N+n-1}{2n-1} (2u)^{2n-1}$$

بدست میآیند که در آن $u = 1$ است.

۷-۷-۲- رسم پرتو رشته آنتن چپی جف $(E(\theta))$ [۲۱]

چون T تابعی از x است و x نیز بصورت $x = x_0 \cos(\psi/2)$ است، برای رسم $E(\theta)$ باید بطریق مناسب، ارتباط بین مقادیر $E(\theta)$ و x و ψ را از نظر ترسیمی تامین کنیم. روش کار به این ترتیب است

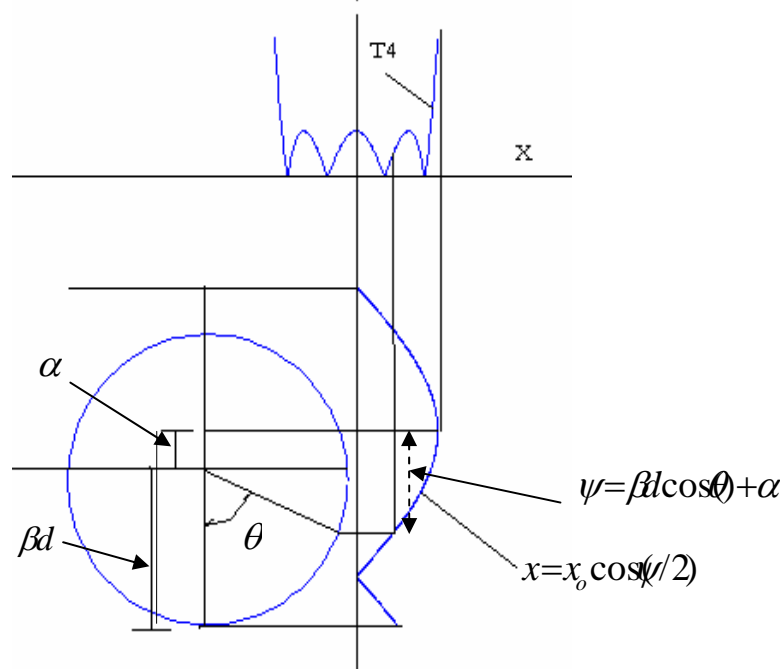
۱: منحنی $T_n(x)$ (یکی از تعداد آنتن ها کمتر است) را تا حد $|x| \leq x_0$ رسم میکنیم. در x_0 ، مقدار $T_n(x_0) = b$ یعنی ماکزیمم دامنه است.

۲: مطابق شکل، منحنی $x = x_0 \cos(\psi/2)$ را رسم میکنیم.

۳: از $\psi = 0$ خطی عمود بر محور ψ رسم کرده و در یک نقطه دلخواه، خطی بر آن عمود میکنیم

۴: از نقطه تقاطع دو خط اخیر، به اندازه α انتخاب و دایره ای بشعاع βd رسم میکنیم.

۵: مطابق شکل دامنه پرتو را به روی شعاع های دایره منتقل کرده و پرتو را رسم میکنیم.



شکل ۷-۲۶

۷-۸- سوپر دایرکتیویته - سوپر گین [۱,۶,۷]

درمبحث (۷-۵) دیدیم که با ثابت نگهداشتن طول رشته آنتن و افزودن تعداد آنتن ها میتوان عرض لوب اصلی را کاهش داده و دامنه لوبهای فرعی را پائین آورد، و در نتیجه دایرکتیویته را افزایش داد. رشته آنتن هائی که دارای دایرکتیویته خیلی بالاتر از رشته مبنا (معمولا رشته یکنواخت) هستند، سوپر دایرکتیو نامیده میشوند. در بحث دایرکتیویته رشته آنتن یکنواخت، دیدیم که عرض لوب رشته آنتن با طول رشته آنتن، نسبت عکس داشت.

با آنچه که تاکنون آموخته ایم، از نظر ریاضی، حدی برای افزایش دایرکتیویته وجود ندارد، ولی توضیح خواهیم داد که این رشته ها منجر به داشتن جریان های بسیار بالا با فازهای بسیار متفاوت در آنتن های مجاور، میشود و عملا ساخت آنها را غیر ممکن میسازد. یعنی جریان های بسیار بالا، باید با دقت خیلی زیاد تامین شوند و بنابراین، بهم خوردن این دقت، از بین رفتن دایرکتیویته است. بعلاوه، تغییرات شدید فاز در جریان ها باعث ایجاد قدرت راکتیو بالا شده و افت اهمی را

افزایش میدهد. زیرا جریان های بالا حتما میدان ایجاد میکنند ولی چون تشعشع کم است پس این میدان ها راکتیو هستند . این باعث کاهش شدید گین این آنتن ها میشود و بنابراین ، این آنتن ها سوپر گین نخواهند بود. در این آنتن ها تولرانس های الکتریکی و مکانیکی بسیار حساس است. مثال زیر این مطلب را روشن میکند.

مثال : طرح رشته آنتن ۵ تائی B.S با فاصله $\lambda/16$ برای نسبت لوب اصلی به فرعی $25.8dB$

اگر ۴ صفر این رشته را در فاصله $\Delta\psi = 2\beta d$ بصورت $'\pm 21^\circ 41 \frac{5}{11}'$ ، $'\pm 17^\circ 17 \frac{5}{8}'$ قرار داده و از روش ضرب دو جمله ای ها استفاده کنیم ، خواهیم دید که جریان آنتن ها بصورت

$$1 \quad -3.7680 \quad 5.5488 \quad -3.7680 \quad 1$$

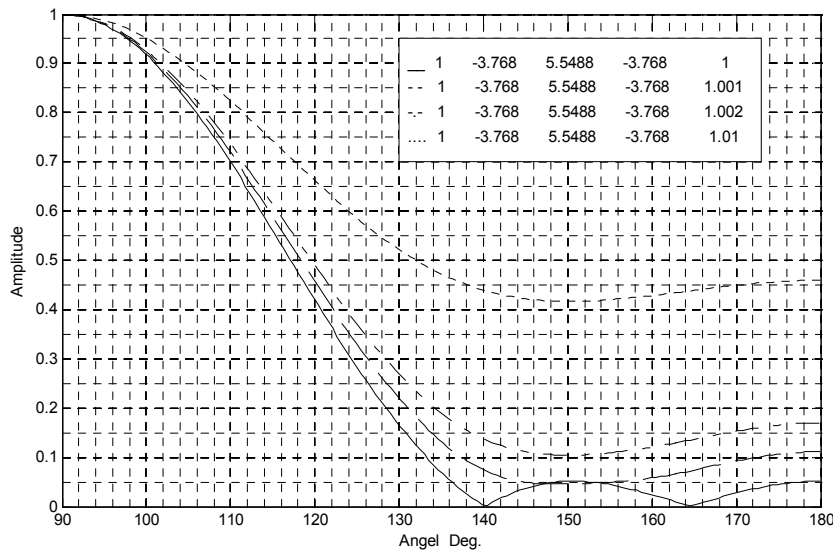
است. اگر در جهت ماکزیمم ، اثر این جریانها را ، که جمع برداری آن ها است، با هم جمع کنیم ، خواهیم داشت:

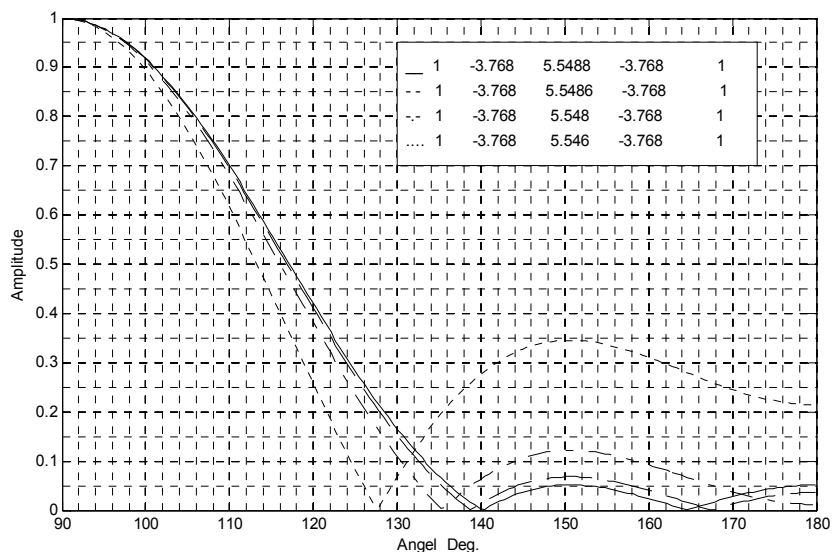
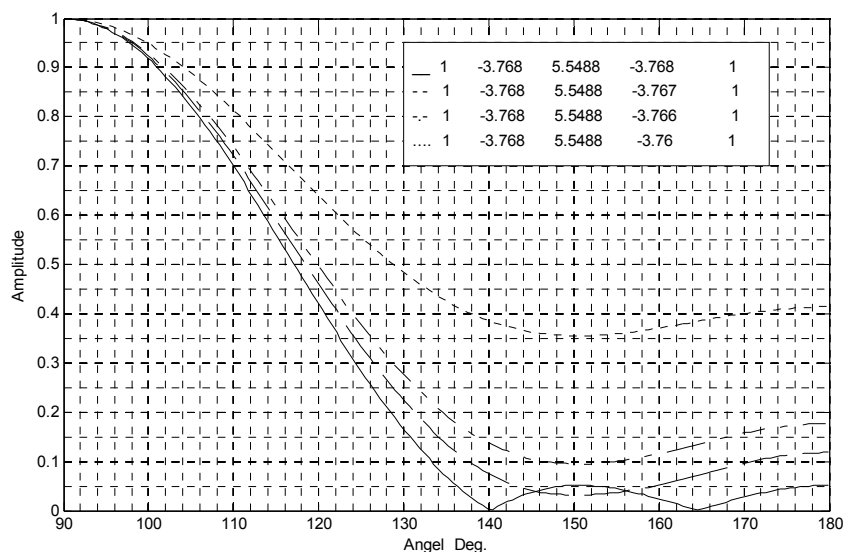
$$\sum I_n = 0.0128A = 12.8 \quad mA$$

اما کل جریان مصرف شده (مجموعه قدر مطلق ها) برابر است با

$$\sum |I_n| = 15.0848 \quad Amperes$$

یعنی ، در صورتیکه مجموعه جریانها بیش از ۱۵ آمپر است ، فقط ۱۲٫۸ میلی آمپر آن برای ایجاد میدان تشعشعی، در جهت جلو موثر است و بقیه جریان راکتیو است. نکته قابل توجه دیگر این است که باید جریان آنتن ها تا دهم میلی آمپر با دقت تامین شود ، در غیر اینصورت پرتو کاملا بهم خواهد خورد. در شکل های زیر، اثر تغییر بسیار جزئی جریان یکی از آنتن های رشته را روی پرتو می بینید.

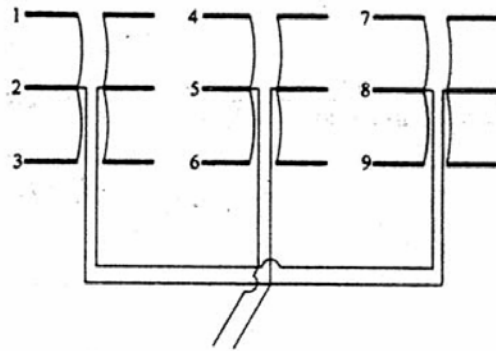




شکل ۷-۲۷

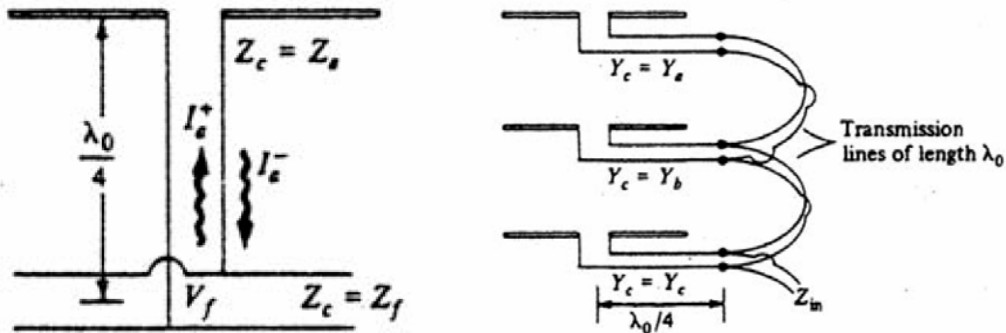
۷-۹- روشهای تغذیه رشته آنتن ها [۱]

طرح شبکه تغذیه رشته آنتن ها ، که جریان با دامنه و فاز معین برای هر آنتن را تامین میکند ، بسیار پیچیده است ، زیرا امپدانس ورودی هر آنتن، تحت تاثیر امپدانس متقابل با سایر آنتن های رشته است. این اختلاف امپدانس ورودی بخصوص بین آنتن های وسطی و کناری ، بیشتر است. نیاز به تقسیم کننده (*Devider*) های با افت کم و دقت زیاد نیز مساله را مشکل تر میکند. ضمنا هر آنتن باید با خط تغذیه خود تطبیق باشد. در یک شبکه بزرگ ، معمولا از شبکه های کوچک مشابه استفاده میشود. مثال در شکل زیر یک شبکه ۹ تائی از ۳ گروه که هر کدام ۳ آنتن را تغذیه میکنند تشکیل شده است.



شکل ۷-۲۸

با استفاده از خطوطی با طول $\lambda/4$ (یا مضارب فرد آن) با امپدانس مشخصه معین، میتوان تغذیه آنتن‌ها را از نظر دامنه، بدون توجه به امپدانس آنتن‌ها تامین کرد. البته فرض آن است که اثر متقابل جزئی باشد. اگر در شکل زیر، جریان ورودی خط $\lambda/4$ برابر با $I_a = I_a^+ - I_a^-$ و ولتاژ برابر با V_f باشد، در این صورت $V_f = V_f^+ + V_f^-$ و یا $V_f = Z_a(I_a^+ + I_a^-)$ که Z_a امپدانس خط $\lambda/4$ است. اما جریان ورودی آنتن برابر است با



شکل ۷-۲۹

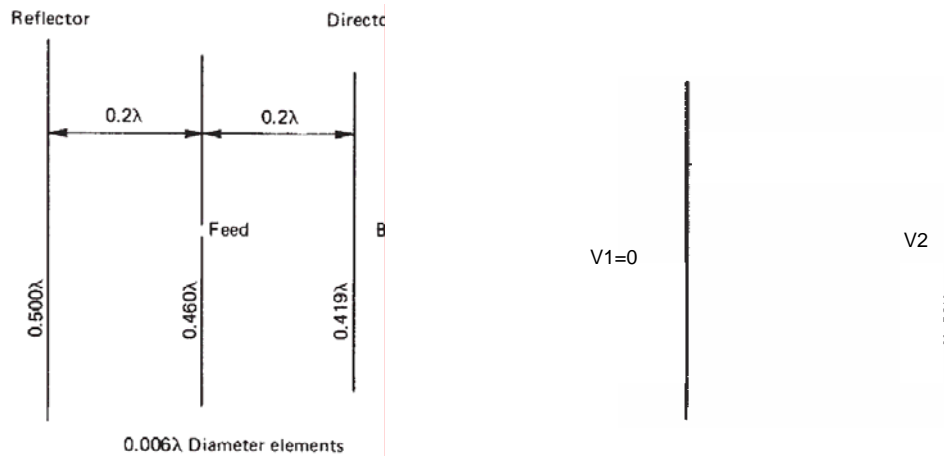
$$I_{in} = I_a^+ e^{-j\pi/2} - I_a^- e^{j\pi/2} = -j(I_a^+ + I_a^-) = -j \frac{V_f}{Z_a} = -jY_a V_f$$

که ملاحظه میشود که I_{in} تابعی از ادمیتانس مشخصه خط تغذیه و ولتاژ تغذیه V_f است. اگر طول خط هائی که خطوط تغذیه $\lambda/4$ را بهم مرتبط میکند λ باشد، مقدار V_f نیز برای همه آنتن‌ها ثابت بوده و فقط مقدار ادمیتانس خط تعیین کننده جریان است. مثلاً در شکل بالا برای تغذیه ۱ و ۲ و ۱، باید $Y_1 = 1$ و $Y_2 = 2$ و $Y_3 = 1$ باشد.

۸- آنتن های باند پهن

۸-۱- رشته آنتن پارازیتیک - آنتن یاگی اودا [Yagi-Uda] [۱,۳,۴,۶] [پ.۱.۴]

اگر در یک رشته آنتن، همه عناصر فعال نباشند (تغذیه نشوند) رشته پارازیتیک نامیده میشود. در این حالت این عناصر غیرفعال، توسط کوپلاژ، با امپدانس متقابل با عناصر فعال، از میدان نزدیک عنصر اصلی تغذیه میشوند. معمولا بخاطر پیچیده بودن اثر متقابل، وابستگی به طول عناصر و فاصله بین آنها، این رشته آنتن با روشهای تجربی طراحی میشود. یک راه تحلیل نیر روش ممان است. ساده ترین نوع آنها آنتن یاگی - اودا است. اولین آنتن ۳ عنصره بود.



شکل ۸-۱

ساده ترین آنتن یاگی، دو عنصره است که یکی تغذیه شده و دیگری پارازیتیک است. اگر دو عنصر خیلی نزدیک به هم باشند، چون باید مجموعه میدان عنصر فعال و عنصر غیر فعال، روی عنصر غیر فعال صفر باشد، جریان دو عنصر حدود ۱۸۰ درجه اختلاف فاز داشته و بنابراین پرتو مجموعه دو عنصر، تقریبا *End-fire* است. در این صورت دایرکتیویته نسبت به یک عنصر افزایش خواهد داشت.

برای تحلیل ساده، آنتن دو عنصری بالا را بصورت یک مدار ۴ قطبی، که یکی از قطبها اتصال کوتاه شده، در نظر میگیریم. میتوان نوشت:

$$0 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2$$

$$V_2 = Z_{12}I_1 + Z_{22}I_2$$

$$\frac{I_1}{I_2} = -\frac{Z_{12}}{Z_{11}}$$

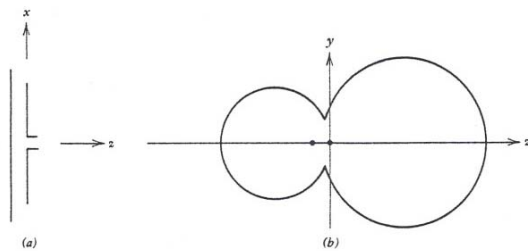
و بنابراین ضریب رشته بصورت زیر خواهد بود

$$AF = 1 - \frac{Z_{12}}{Z_{11}} e^{-j\beta d \cos(\theta)} = 1 - \left| \frac{Z_{12}}{Z_{11}} \right| e^{-j\delta} e^{-j\beta d \cos(\theta)}$$

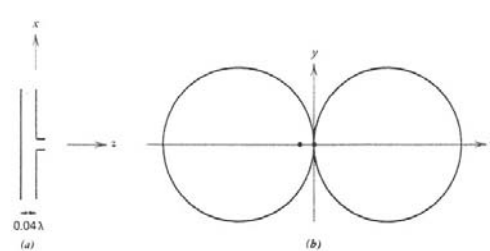
در رابطه بالا اگر طول عناصر حدود رزنانس باشد، فاز Z_{12} نسبت به طول خیلی حساس نیست و فقط فاز Z_{11} مطرح است. مثلا برای طول بین $0.45 < L/\lambda < 0.5$ ، فاز Z_{12} حدود چند درجه تغییر کرده ولی فاز Z_{11} حدود ± 25 درجه تغییرات دارد.

با توجه به ضریب رشته این آنتن ، برای آنکه تشعشع ماکزیمم در جهت $\theta = 0$ باشد ، باید $\delta + \beta d = \pm\pi$ باشد. و برای آنکه در $\theta = \pi$ صفر داشته باشیم ، باید $\delta - \beta d = \pm 2\pi$ بوده و $\left| \frac{Z_{12}}{Z_{11}} \right| = 1$ باشد. چون معمولا این قدر مطلق برابر با ۱ نمیشود، به یک مینیمم در این زاویه رضایت میدهیم. مقدار δ را میتوان با تغییرات جزئی در طول عنصر ها تا حدودی تنظیم کرد. در عمل طول عنصر ۱ باید بزرگتر از $\lambda/2$ بوده و فاصله حدود 15λ است. درحالت ایده آل فاصله $\lambda/4$ است ولی با زیاد شدن فاصله ، جریان عنصر پارازیتیک کاهش می یابد. در حالت ایتیمم گین حدود $3dB$ است. اگر طول عنصر پارازیت کوچکتر از رزنانس باشد ، مانند یک دایرکتور عمل کرده، و اگر از رزنانس بیشتر باشد مثل یک رفلکتور است. اگر در دو طرف عنصر فعال ، دو عنصر کوچکتر و بزرگتر از آن قرار دهیم ، مشخصات بهبود قابل توجهی خواهد یافت.

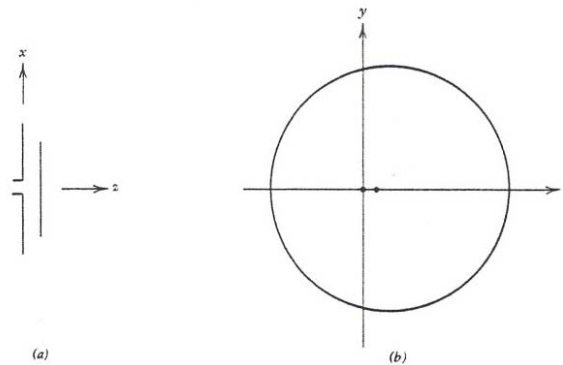
E Plane حالت E.F نامتقارن



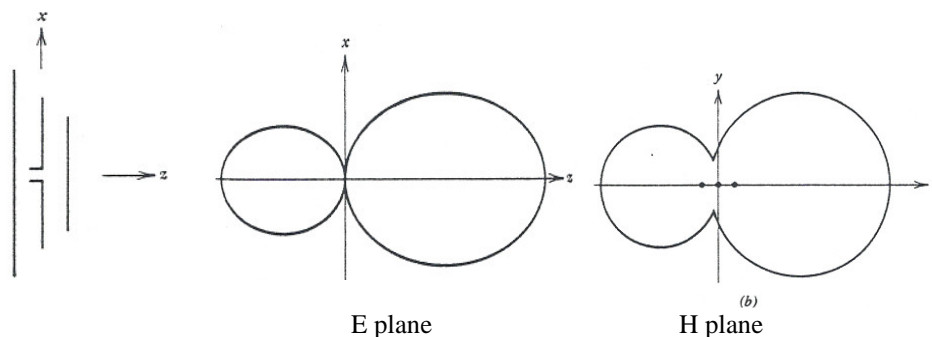
E Plane حالت E.F متقارن



H Plane حالت E.F نامتقارن



ترکیب دو حالت نامتقارن



شکل ۸-۲

عناصر پارازیت باعث کاهش امپدانس ورودی عنصر فعال شده و آن را به حدود ۲۰ اهم کاهش میدهند. برای ترمیم این کار از دی پل تاشده برای عنصر فعال استفاده میشود.

آنتن های یاگی معمولا از یک رفلکتور و چندین دایرکتور تشکیل میشوند . افزایش دایرکتورها از حدود چند عدد اثرات کمی در بهبود دایرکتیویته دارد زیرا با ازدیاد فاصله جریان کاهش می یابد. مثلا اضافه کردن تعداد دایرکتورها از ۳ به ۵ ، گین را حدود ۱ dB افزایش داده ولی از ۹ به ۱۰ فقط ۰.۲ dB بهبود می بخشد. میتوان از انواع مختلف رفلکتور ، مانند صفحه ای مسطح ، زاویه دار و یا پارابولیک ، به شکل صفحه توری و یا میله جدا استفاده کرد. آنتنی با ۸ تا ۱۰ رفلکتور دارای گین حدود ۱۴ دسی بل است.



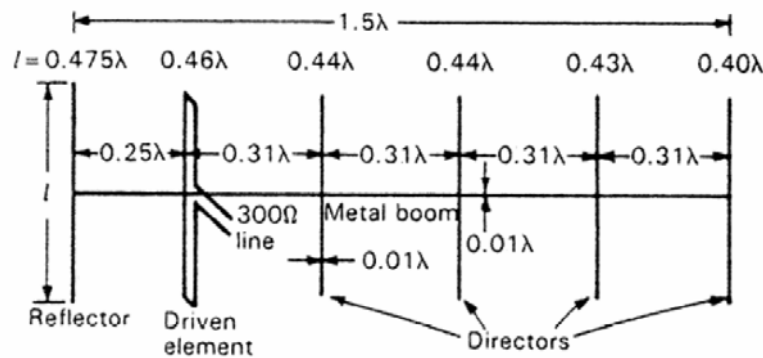
شکل ۸-۳

طرح های بسیار متنوعی برای آنتن های یاگی ارائه و اجرا شده است ، که در آنها پارامترهایی از قبیل طول عناصر، ویا فاصله آنها متغیر است.

یک طرح مناسب با طول رفلکتور 0.5λ ، و طول فیدر (عنصر تغذیه شده) 0.47λ و ۴ دایرکتور با طول 0.43λ و فاصله رفلکتور از فیدر 0.25λ و فاصله دایرکتورها 0.3λ است. در این طرح $Z_{in} = 59.5 + j47.5$ و گین ۱۱٫۵ دسی بل و نسبت لوب اصلی به اولین لوب فرعی در صفحه E برابر ۱۶٫۶ و در صفحه H برابر با ۸٫۱ دسی بل است.

در مراجع مختلف طرحهای متفاوتی ارائه شده است و نتیجه تحلیل شده با روش ممان برای یک رشته با ۲۷ عنصر آمده است [۳،۶]. منحنی جریان نشان میدهد که جریان در عنصر تغذیه شده زیاد و در عناصر بعدی کاهش می یابد. آنتن یاگی با عنصر حلقوی برای کاربرد های ویژه نیز طراحی و ساخته شده است.

طرح یک آنتن یاگی ۶ عنصری با دی پل تاشده ، که امپدانس ۳۰۰ اهم دارد، و ابعاد رفلکتور و دایرکتور وفواصل آنها در زیر آمده است. گین این آنتن ۱۲ دسی بل و عرض باند آن ۱۰٪ است [۴].
یک طرح با ۱۲ dB گین



شکل ۸-۴

در شکل زیر گراف هایی برای طراحی عناصر مختلف آنتن یاگی داده شده است.

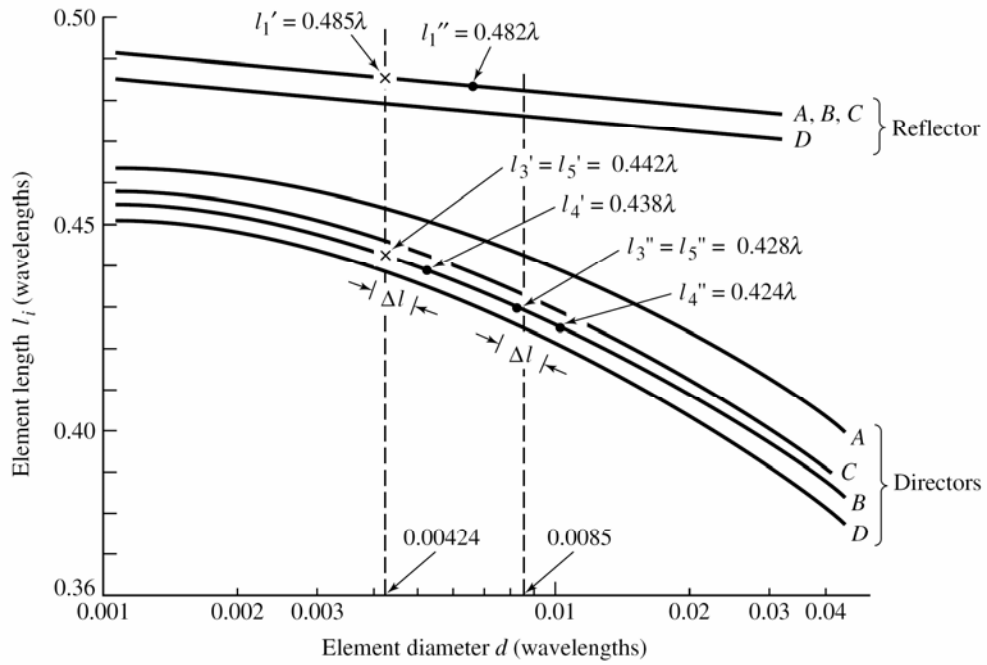
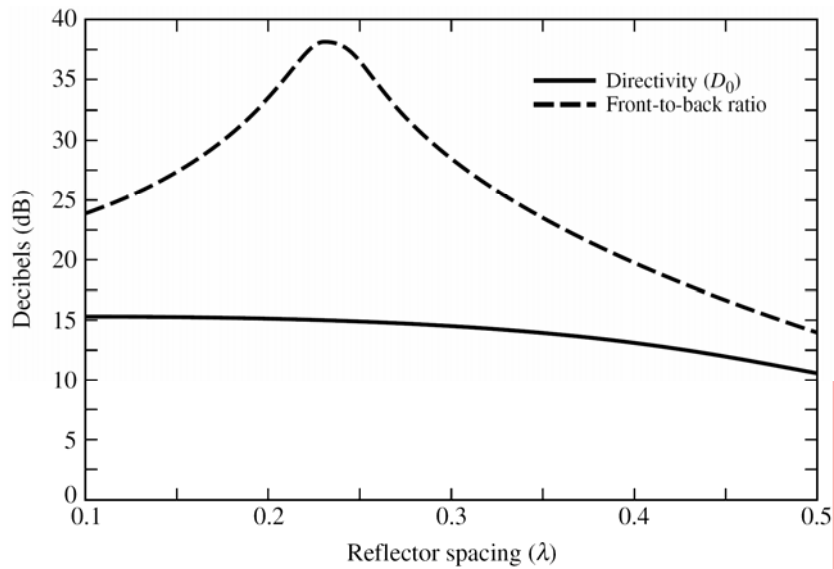


Figure 10.27 Design curves to determine element lengths of Yagi-Uda arrays. (SOURCE: P. P. Viezbicke, "Yagi Antenna Design," NBS Technical Note 688, U.S. Department of Commerce/National Bureau of Standards, December 1976).

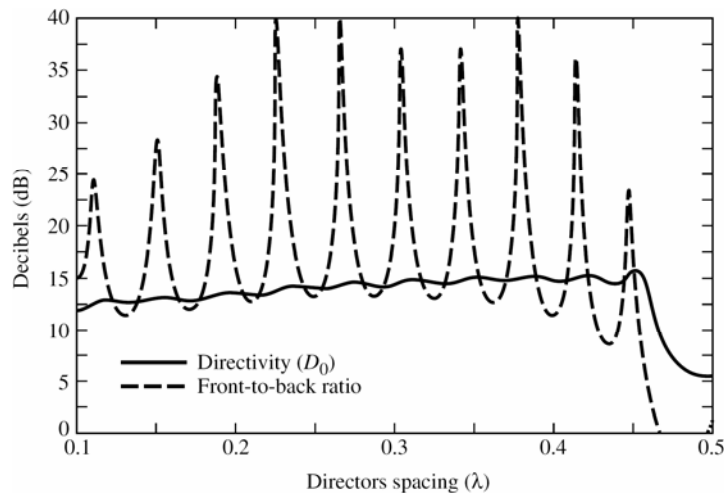
شکل ۸-۵

در شکل زیر دایرکتیویته و نسبت لوب جلو به عقب برای یک آنتن ۱۵ عنصری بر اساس محل قرار گرفتن رفلکتور آنتن نشان داده شده است.



شکل ۸-۶

شکل زیر نیز این مقادیر را در اثر تغییرات فاصله دایرکتور ها نشان میدهد.



شکل ۷-۸

آنتن های یاگی با تحریک بیش از یک عنصر هم طراحی شده اند. در جدول زیر بعضی از مشخصات این آنتن یاگی ۴ عنصره با تغذیه دو عنصر، داده شده است [۲۲].

TABLE 10-10 Normalized Frequency Response of a Four-Element Yagi-Uda Dipole Antenna with a Crisscross Feeder Between Two Elements (Figure 10-11)

Normalized Frequency	Gain, 50- Ω Source (dB)	F/B (dB)	Input Impedance (Ω)	VSWR, 50- Ω Source
0.90	7.0	12.1	$30.1 + j14.0$	1.82
0.92	7.1	17.5	$42.6 + j4.0$	1.20
0.94	7.0	21.9	$44.0 - j3.0$	1.15
0.96	6.9	25.9	$43.9 - j5.8$	1.20
0.98	7.0	31.3	$44.4 - j7.3$	1.22
1.00	7.0	53.0	$45.2 - j9.4$	1.25
1.02	7.1	30.7	$44.8 - j13.5$	1.35
1.04	7.2	23.6	$40.0 - j18.8$	1.60
1.06	7.0	19.0	$29.0 - j20.5$	2.12
1.08	6.5	15.3	$16.5 - j14.2$	3.29
1.10	5.0	11.9	$8.0 - j2.3$	6.30

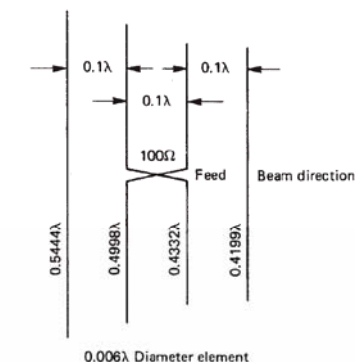


FIGURE 10-11 Multiple-feed Yagi-Uda dipole antenna.

شکل ۸-۸

با استفاده از دو آنتن یاگی عمود بر هم و تغذیه مناسب، که 90° درجه اختلاف فاز ایجاد کند میتوان آنتن با پلاریزاسیون دایروی و گین مناسب ساخت. هم چنین میتوان رشته آنتن های یاگی، برای کاربرد های خاص را طراحی کرد.

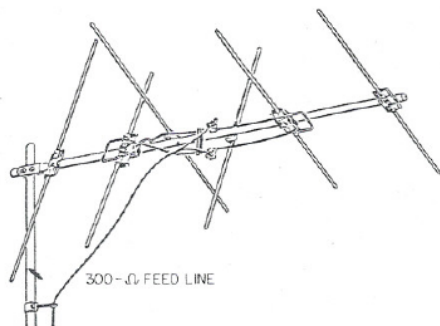
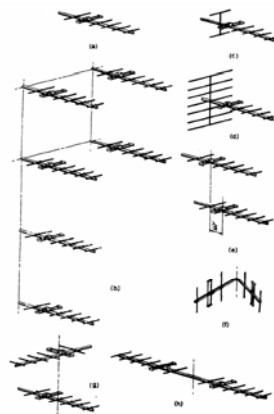


FIG. 29-10 Circularly polarized Yagi-Uda dipole array. (Channel Master Corp.)



شکل ۹-۸

آنتن های یاگی را بجای عنصر های سیمی صاف، میتوان با حلقه های رزنانسی برای کاربردهای خاص نیز ساخت. شکل و جدول مشخصات این نوع آنتن ها در زیر آمده است. حلقه با محیط ۱ تا ۱٫۷ طول موج معمولا استفاده میشوند [۲۲،۸].

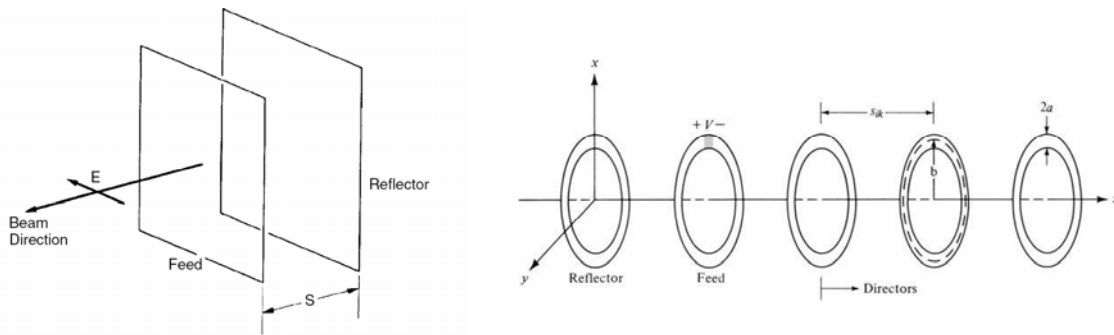


FIGURE 10-13 Cubic-quad traveling-wave resonant loop antenna.

شکل ۸-۱۰

TABLE 10-13 Normalized Frequency Response of a Cubic-Quad Antenna Resonant at a Spacing of 0.15λ

Normalized Frequency	Gain (dB)	F/B (dB)	Input Impedance (Ω)
0.96	7.3	2.9	$38.5 - j140.9$
0.98	7.8	11.0	$72.9 - j55.4$
0.99	7.5	17.9	$100.5 - j22.4$
1.00	7.1	32.8	128.0
1.01	6.8	19.9	$150.7 + j13.3$
1.02	6.8	14.8	$167.0 + j24.2$
1.03	6.2	12.1	$178.0 + j35.1$
1.04	6.0	10.4	$185.4 + j47.3$
1.06	5.7	8.2	$195.0 + j77$
1.08	5.5	6.8	$202.0 + j113.4$

TABLE 10-12 Characteristics of Resonant Cubic-Quad Antennas, 0.0002λ -Diameter Wire

Element Spacing (λ)	Feed Perimeter (λ)	Reflector Perimeter (λ)	Gain (dB)	F/B (dB)	Input Resistance
0.10	1.000	1.059	7.2	17.5	76
0.15	1.010	1.073	7.1	32.8	128
0.16	1.013	1.075	7.1	46.1	137
0.163	1.014	1.0757	7.1	59.6	140
0.17	1.016	1.077	7.1	38.1	145
0.18	1.018	1.079	7.0	31.0	153
0.20	1.025	1.082	6.9	24.6	166

آنتن های یاگی بیشتر در گیرنده های تلویزیونی کاربرد دارند. ۸۲ کانال تلویزیونی، هر کانال با عرض باند حدود ۶ مگاهرتز هستند. کانال ۲ تا ۶ از ۵۴ تا ۸۸ مگاهرتز (پائین VHF)، ۷ تا ۱۳ از ۱۷۴ تا ۲۱۶ مگاهرتز (VHF)، ۱۴ تا ۸۳ از ۴۷۰ تا ۸۹۰ مگاهرتز (UHF) هستند. کانال های ۷۰ تا ۸۳ برای سرویس تبدیل (Translator) بکار میروند. مقدار EIRP (قدرت آنتن فرستنده ضرب در گین) در باند پائین VHF حدود ۱۰۰ کیلووات، در باند VHF، ۳۱۶ کیلووات و برای UHF برابر ۵ مگا وات است [۸].

۸-۲- آنتن مارپیچی (Helical ant.) [۳،۴،۶]

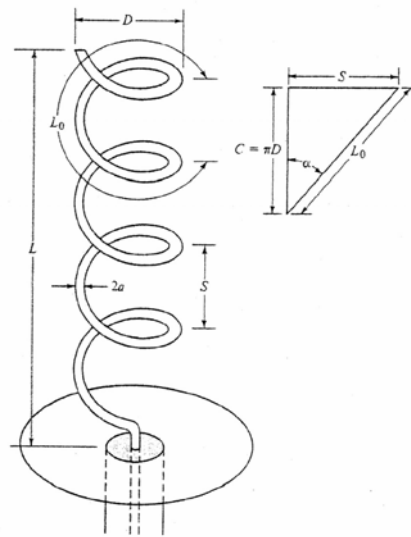
آنتن مارپیچی از یک سیم شکل داده شده، بصورت یک پیچ که توسط کابل هم محور تغذیه شده و صفحه زمین کوچکی دارد، تشکیل شده و مشخصات ساختمانی آن با قطر D ، پای پیچ S ، محیط استوانه $C = \pi D$ زاویه شیب

$$\tan(\alpha) = \frac{S}{\pi D} \text{، و طول یک حلقه } L = \frac{C}{\cos(\alpha)} \text{ تعیین میشود.}$$

خصوصیات تشعشی با کنترل ابعاد نسبت به طول موج تغییر میکند. امپدانس به S و قطر سیم، بخصوص در محل اتصال به تغذیه کننده بستگی دارد. بخاطر شکل ساختمانی، پلاریزسیون آن تقریبا دایروی است.

این آنتن در دو مود، یکی محوری، که تشعشع در جهت محور آنتن بوده، و دیگری عمودی یا نرمال، که تشعشع در جهت عمود بر محور مارپیچ است، کار میکند. این آنتن بخاطر پلاریزاسیون مناسب در ارتباطات تله متری، موشکها و موارد

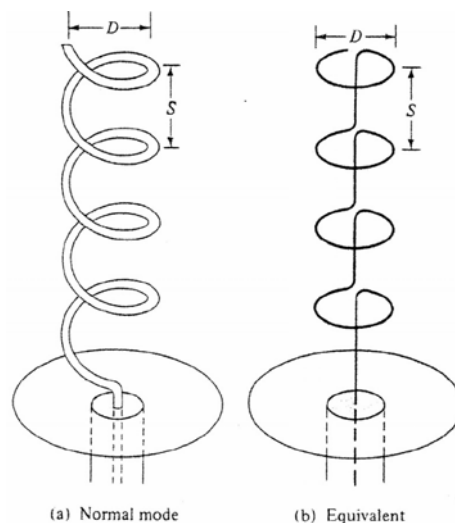
مشابه کاربری ویژه داشته و بیشتر برای کارکرد در فرکانسهای UHF و بالاتر است. ما به بررسی ساده دو مود محوری و عمودی می پردازیم.



شکل ۸-۱۱

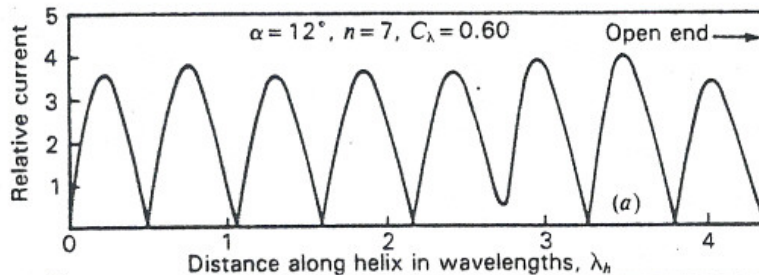
۸-۲-۱- مود عمودی یا نرمال (Normal-mode)

اگر محیط استوانه C ، از طول موج خیلی کوچکتر باشد ($C_\lambda = C/\lambda \ll 1$)، میتوان جریان هلیس را یکنواخت دانسته و آنتن را متشکل از حلقه ها و عناصر جریان کوچک گرفت، و چون میدان آنتن عنصر جریان در جهت θ بوده و برابر با $E_{\theta D} = j\omega\mu I S \sin(\theta) \frac{e^{j\beta r}}{4\pi r}$ ، و میدان حلقه در جهت φ و برابر با $E_{\varphi L} = \frac{\eta\pi^2 a^2 I}{\lambda^2} \sin(\theta) \frac{e^{j\beta r}}{r}$ است، یعنی متعامد بوده و دارای 90° درجه اختلاف فاز نیز هستند، بنابراین پلاریزاسیون در حالت کلی بیضوی است. اگر $C = \pi D = \sqrt{2S\lambda}$ باشد، مولفه ها مساوی شده و پلاریزاسیون دایروی میشود. ضمناً ماکزیمم تشعشع هر دو آنتن هم، در جهت عمود بر محور هلیس است.



شکل ۸-۱۲

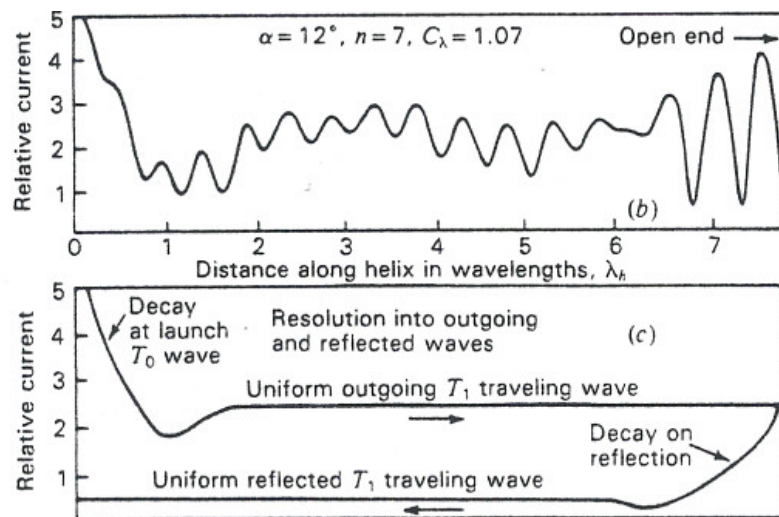
تحلیل های عددی و اندازه گیری ها نشان میدهند که برای حالتی که $C_\lambda \ll 1$ باشد، روی هلیس جریانی بصورت موج ساکن تشکیل شده ووقتی که $3/4 < C_\lambda < 4/3$ است جریان یکنواخت متحرک بوجود آمده و تشعشع بصورت محوری در می آید.



شکل ۸-۱۳

۸-۲-۲-مود محوری (Axial)

اگر $C_\lambda \approx 1$ باشد، موج روی آنتن بصورت متحرک درآمده و مجموعه حلقه ها بطرف جلو تشعشع میکنند. ضمناً چون جریان موج منعکسه نیز بسیار کم است، بطوری که تشعشع بطرف عقب نا چیز است، نیازی به صفحه زمین با ابعاد بزرگ نخواهد بود.



شکل ۸-۱۴

در حالتی که محیط به اندازه طول موج است، هر حلقه از دو قسمت $\lambda/2$ تشکیل شده که جریان آنها مطابق شکل زیر بوده و بنابراین در جهت عمود بر صفحه حلقه تشعشع ایجاد میشود.

میتوان میدان تشعشعی چنین حلقه ای را بصورت $E = A \cos(\theta)$ فرض کرد. یک مارپیچ چند دوری، مانند یک رشته آنتن از این حلقه ها بوده و بنابراین میدان آن بصورت زیر است

$$E = A \cos(\theta) \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}$$

که در آن $\psi = \beta S \cos(\theta) + \alpha$ است. برای این که آنتن $E.F.$ باشد، باید ψ به ازای $\theta = 0$ برابر -2π بوده وبا

$$-2\pi = \beta S + \alpha \quad \text{یا} \quad \alpha = -\beta S - 2\pi$$

اما چون ضریب انتشار موج روی هلیس β_h است بطوری که $\frac{v}{c} = \frac{\beta}{\beta_h}$ ، پس

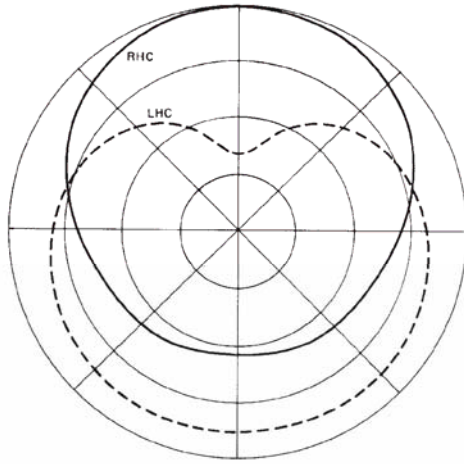
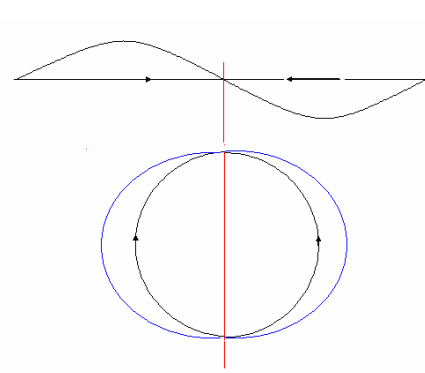


FIGURE 10-18 Single turn of helical wire antenna with a circumference of 0.9λ and $\alpha = 13^\circ$. The relative propagation constant $P = 1.416$ on wire.



شکل ۸-۱۵

مقدار اختلاف فاز هر حلقه برابر با $\alpha = -\beta_h L$ بوده و در نتیجه باید $\beta_h = \frac{\beta S + 2\pi}{L}$ باشد. یک طرح مناسب با $C_\lambda = 1$ و $\alpha = 12^\circ$ و $N = 12$ و $S = .213\lambda$ است.

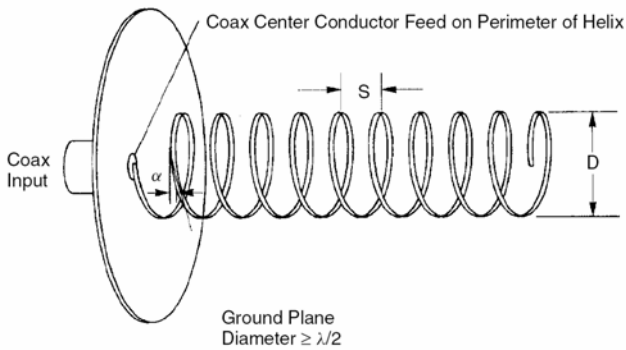


FIGURE 10-17 Axial mode helical wire antenna (RHC).

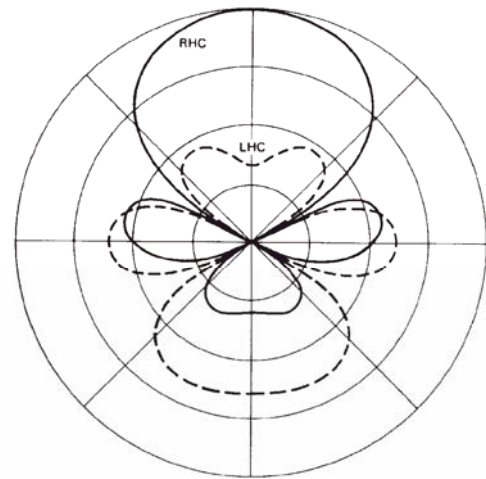


FIGURE 10-19 Five-turn helical wire antenna with a circumference of 0.9λ and $\alpha = 13^\circ$. The relative propagation constant $P = 1.416$ on wire.

شکل ۸-۱۶

همان طور که گفته شد، موج برگشتی در این آنتن کم است. شکل بالا میزان تشعشع راست گرد و چپ گرد یک آنتن مارپیچی ۵ دوری راست گرد را مقایسه میکند. موج چپ گرد که در جهت عقب آنتن تشعشع میشود بعلت جریان انعکاسی آن است [پ ۴].

همان طور که مشاهده کردیم این یک تحلیل بسیار ساده است. برای مقاومت تشعشعی یک رابطه عملی تقریبی بصورت زیر ارائه شده است.

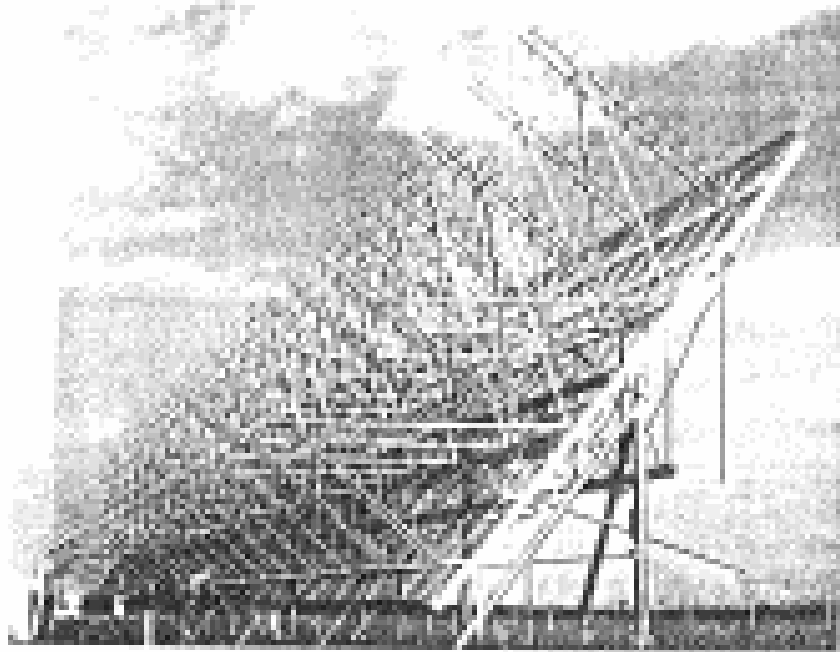
$$R_{in} = 140C / \lambda$$

بنابراین مقاومت تشعشعی حدود ۱۵۰ اهم است. دایرکتیویته تقریبی نیز از رابطه

$$D = 12(C/\lambda)^2 N(S/\lambda)$$

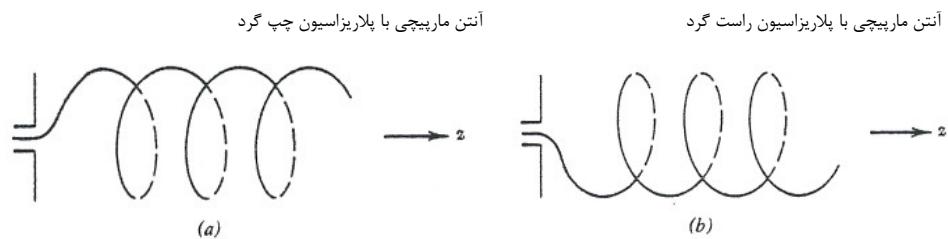
محاسبه میشود. عملاً $12^\circ < \alpha < 14^\circ$ ، $3/4 < C_\lambda < 4/3$ و $N > 6$ انتخاب میشود.

این آنتن ها در شکل رشته ای بصورت خطی یا بخصوص صفحه ای کاربرد در نجوم رادیوئی (*Radio astronomy*) دارند.



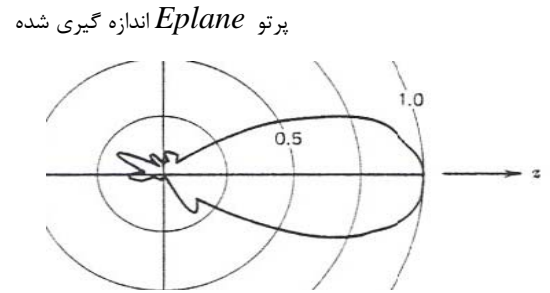
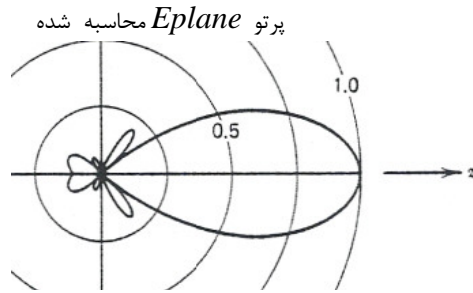
شکل ۸-۱۷

با انتخاب جهت پیچ هلیس، میتوان پلاریزاسیون آنتن را تعیین کرد



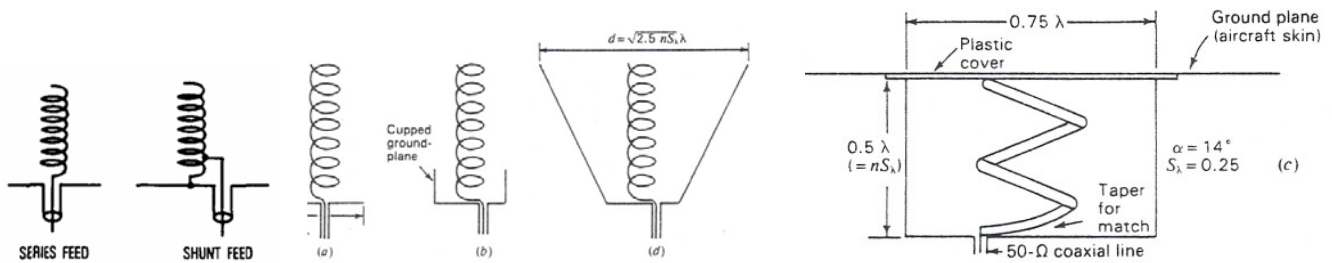
شکل ۸-۱۸

در شکل‌های زیر نیز، پرتو محاسبه شده و اندازه گیری شده آنتن مارپیچی ۱۰ دوری نشان داده شده است.



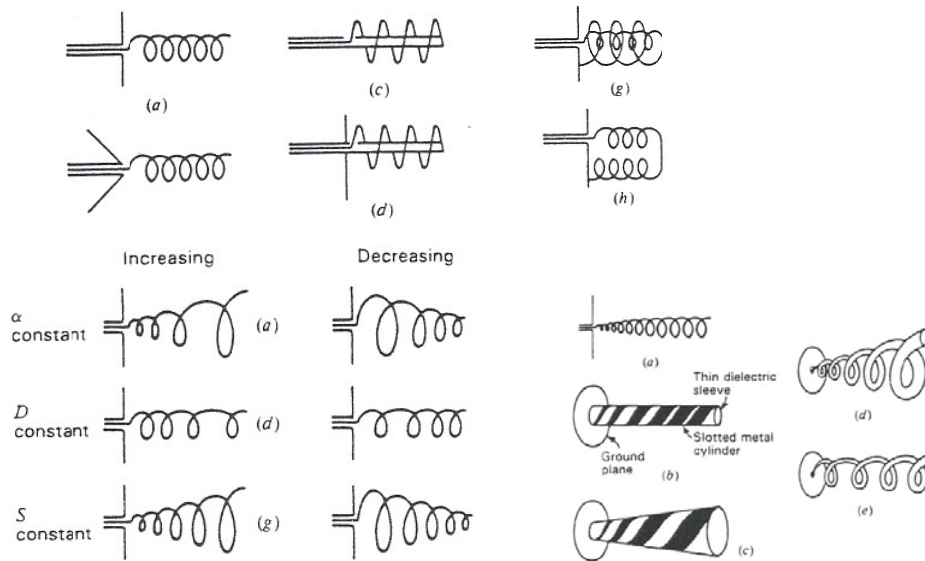
شکل ۸-۱۹

در شکل‌های زیر نیز، انواع صفحه زمین برای این آنتن‌ها دیده می‌شود. حساسیت روش تحریک در محل تغذیه برای تطبیق امپدانس مهم بوده و شکل زیر یک نمونه را نشان می‌دهد.



شکل ۸-۲۰

طرح‌های متنوعی از آنتن مارپیچی طراحی و ساخته شده است که برای عرض باند و یا دایرکتیویته بهتر بکار می‌روند.

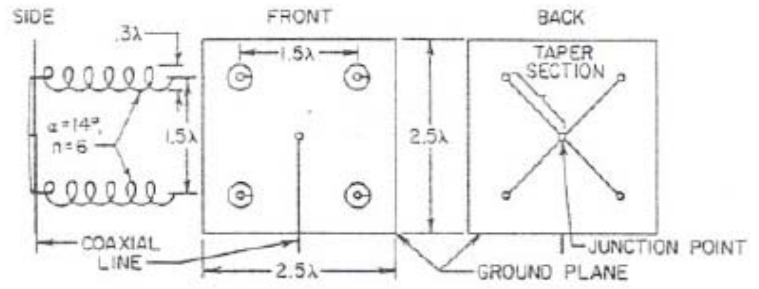


شکل ۸-۲۱

با تعداد دورهای بیشتر، پلاریزاسیون دایروی بهتری (ضریب محوری *Axial Ratio*) بهتری حاصل می‌شود. هم چنین اگر در قسمت سر هلیس، چند دور بیشتر پیچیده و قطر را به مرور کاهش دهند تطبیق بهتری خواهیم داشت. شکل زیر یک آنتن مارپیچی چهارسیمه (*Quadrifilar*) را نشان می‌دهد که برای کارهای تله متری استفاده می‌شود. این آنتن‌ها بصورت دسته آنتن‌ها و یا رشته آنتن‌ها نیز مورد استفاده قرار می‌گیرند



FIGURE 5-54 Half-turn quadrifilar helix fed from two folded baluns.



شکل ۸-۲۲

شکل زیر یک آنتن مارپیچی با صفحه زمین قابل‌مهمه ای را نشان می‌دهد.

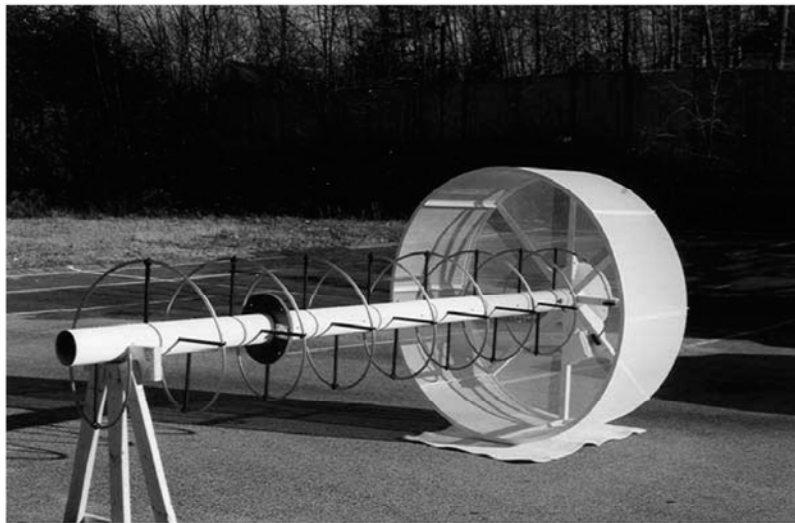


Figure 10.17 Commercial helix with a cupped ground plane. (Courtesy: Seavey Engineering Associates, Inc, Pembroke, MA).

شکل ۸-۲۳

۹- آنتن های مستقل از فرکانس (Frequency independent antennas) [۲,۳,۴,۶,۷,۱۴]

این آنتن ها برای کاربرد در باند گسترده ای از فرکانس (1:40) بکار میروند . تعیین طرحی با ساختمان ساده ، کوچک و سبک بسیار مطلوب است. اساس ساختمان این آنتن بر زاویه استوار است. اگر در آنتن ها ابعاد چند برابر شود و ضمنا فرکانس هم بهمان نسبت کاهش یابد (مدل کردن) مشخصات آنتن جدید با قبلی یکی خواهد بود.

قبلا دیدیم که امپدانس آنتن دو مخروطی بینهایت ، مقداری ثابت (برابر با امپدانس مشخصه خط) است و به فرکانس بستگی ندارد. ساختمان این آنتن به زاویه بستگی داشت . برای آنکه بتوان ساختمانهای بینهایت را عملی کرد ، باید طرح طوری باشد که جریان در ساختمان آنتن با دور شدن از محل تغذیه مرتبا و به سرعت کاهش یابد . با این ترتیب آن قسمت از ساختمان را که جریان در آن قابل صرف نظر کردن است ، میتوان حذف کرد. در اینصورت ، بزرگی ابعاد ساختمان ، حداقل فرکانس را تعیین کرده و وضعیت نقطه تغذیه ، تعیین کننده فرکانس حد اکثر است.

در آنتن دو مخروطی بینهایت ، از معادلات در می یابیم که جریان از نظر دامنه در طول آنتن ثابت بوده و تمایلی به کاهش ندارد، و بنابراین نمیتوان از بایکونیکال محدود بعنوان آنتن مستقل از فرکانس استفاده کرد. ولی شکلهایی توسط Rumsey و شاگردانش ارائه شده است که دارای پرتو ، امپدانس و پلاریزاسیون مستقل از فرکانس بوده و جریان نیز در طول آنتن به سرعت کاهش می یابد. کار برد این آنتن ها در باند های HF و بالاتر است.

۹-۱- تئوری آنتن های مستقل از فرکانس

فرض میکنیم که چنین آنتنی که مستقل از فرکانس است و ساختمانش با r, θ, φ مشخص میشود ، دارای نقاط تغذیه بینهایت نزدیک بهم در مبداء مختصات و در $\theta = 0$ و $\theta = \pi$ (روی محور z) باشد. معادله سطح آنتن را به صورت

$$r = F(\theta, \varphi)$$

میگیریم. اگر بخواهیم این آنتن را برای فرکانسی که K برابر کمتر از فرکانس آنتن قبلی است ، بسازیم باید ابعاد را K برابر بزرگ کنیم، تا طول الکتریکی آن ثابت بماند. یعنی

$$r' = KF(\theta, \varphi)$$

که K تابع θ, φ نیست.

واضح است که چون این دو آنتن مستقل از فرکانس هستند ، هر دو آنتن یکی بوده ، بطوری که نه تنها مشابهند ، بلکه قابل انطباق هم هستند. البته این به شرطی است که ابعاد آنها بینهایت فرض شود. چون محل تغذیه در نقطه مبداء و روی محور z است ، پس انطباق فقط میتواند با تغییر φ انجام شود. بنا براین برای انطباق باید

$$KF(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi + C)$$

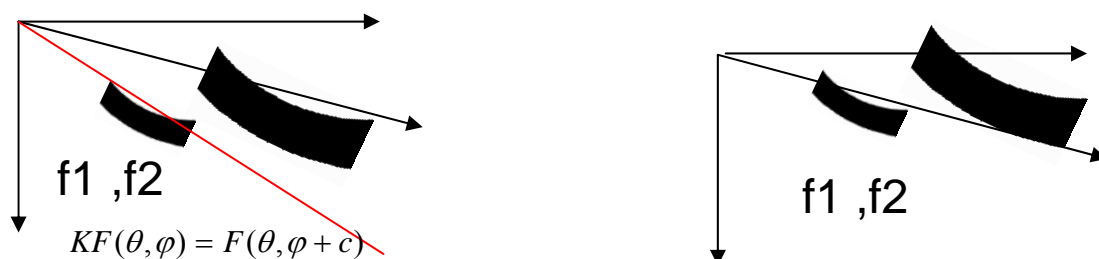
باشد که C زاویه ای است که باید در جهت φ به یکی از آنتن ها داد تا روی دیگری منطبق شود. در شکل های زیر این موضوع نشان داده شده است .

شکل دست چپ ، قسمتی از آنتن برای فرکانس $f1$ است و شکل دست راست همان آنتن است که برای فرکانس $f2$ که K برابر $f1$ است ساخته شده است. دقت کنید که شکل آنتن ها یکی است و فقط ابعاد کوچکتر شده است.



شکل ۹-۱

چون فرض آن است که هر دو آنتن مستقل از فرکانس هستند ، پس باید هر دو در هر دو فرکانس کار کنند. یعنی باید آن قسمتی که در فرکانس $f1$ است در آنتن دست راست ، و آن قسمتی که در فرکانس $f2$ است ، در آنتن دست چپ وجود داشته باشد.



شکل ۹-۲

اما چون هر دو آنتن دارای یک خاصیت هستند ، یعنی یکی هستند ، پس باید بهم قابل انطباق باشند. و چون فرض شده که نقطه تغذیه روی محور z است ، پس این انطباق فقط میتواند با ثابت بودن این محور ، یعنی با زاویه φ باشد.



شکل ۹-۳

در اینجا c تابع K بوده و مستقل از θ, φ است. این انطباق به این معنی است که آنتن اصلی در هر دو فرکانس یک خصوصیت را نشان داده و فقط پرتو آن به اندازه c در صفحه افقی می چرخد. یعنی امپدانس و پرتو مستقل از فرکانس هستند. اگر از طرفین رابطه بالا نسبت به c مشتق بگیریم ، خواهیم داشت:

$$\frac{dK}{dc}(F(\theta, \varphi)) = \frac{\partial}{\partial c}(F(\theta, \varphi + c))$$

$$\frac{dK}{dc}(F(\theta, \varphi)) = \frac{\partial}{\partial(c + \varphi)}(F(\theta, \varphi + c))$$

همین طور اگر نسبت به φ مشتق بگیریم ، داریم

$$K \frac{\partial}{\partial \varphi}(F(\theta, \varphi)) = \frac{\partial}{\partial \varphi}(F(\theta, \varphi + c))$$

$$K \frac{\partial}{\partial \varphi}(F(\theta, \varphi)) = \frac{\partial}{\partial(\varphi + c)}(F(\theta, \varphi + c))$$

از دو رابطه اخیر نتیجه میگیریم که

$$\frac{dK}{dc}(F(\theta, \varphi)) = K \frac{\partial}{\partial \varphi}(F(\theta, \varphi))$$

و یا

$$r = F(\theta, \varphi)$$

$$\frac{1}{K} \frac{dK}{dc} = \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial \varphi}$$

$$\frac{1}{K} \frac{dK}{dc} \partial \varphi = \frac{\partial r}{r}$$

$$\ln(r) = a\varphi + \ln(f(\theta))$$

$$a = \frac{1}{K} \frac{dK}{dc}$$

که $f(\theta)$ یک تابع دلخواه از θ است . از رابطه بالا داریم

$$r = F(\theta, \varphi) = e^{a\varphi} f(\theta)$$

هر سطحی که معادله اش بصورت بالا باشد، مستقل از فرکانس است. انواع مختلفی را میتوان طرح کرد که بعضی از آنها مورد بررسی قرار میگیرند.

۹-۲- آنتن حلزونی صفحه ای *Planar – spiral – antenna*

اگر $f(\theta)$ طوری انتخاب شود که

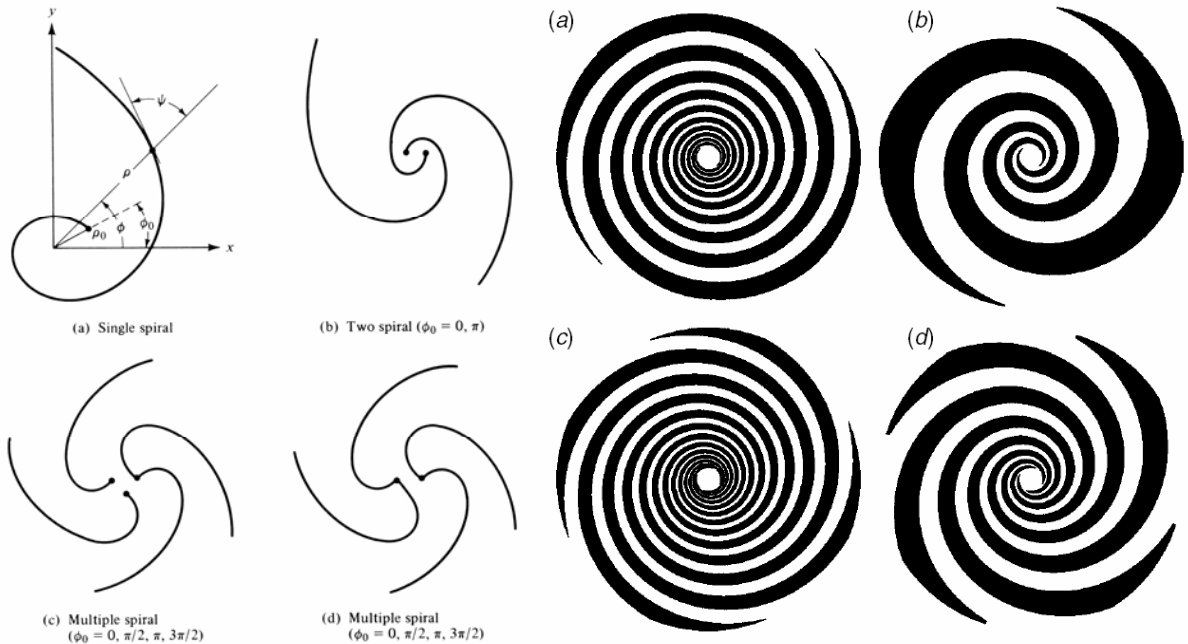
$$\frac{df}{d\theta} = f'(\theta) = A\delta(\pi/2 - \theta)$$

باشد، که A یک ثابت دلخواه و δ تابع دلتا است ، در این صورت

$$r = Ae^{a\varphi} = r_0 e^{a(\varphi - \varphi_0)} \quad \theta = \pi/2$$

$$r = 0 \quad \theta \neq \pi/2$$

در رابطه بالا $A = r_0 e^{-a\varphi_0}$ در نظر گرفته شده است و آنتن در صفحه xoy قرار دارد. چون A دلخواه است، میتوان r_0 را ثابت گرفته و φ_0 را پارامتر انتخاب کرد. اگر φ_0 برابر با $0, \pi$ انتخاب شود. آنتن دو بازویی حاصل خواهد شد. اگر φ_0 مقادیر $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ را داشته باشد آنتن ۴ بازویی نشان داده شده را خواهیم داشت. در صورتیکه φ_0 همه مقادیر $0, \varphi_1$ (بطور پیوسته)، و همه مقادیر $\pi, \pi + \varphi_1$ با φ_1 دلخواه را داشته باشد، شکل صفحه ای بوجود میآید. بنابراین حالات زیادی را میتوان داشت.



شکل ۹-۴

از نظر تئوری طول این آنتن ها بینهایت است. اما محاسبه جریان (با روشهای عددی) نشان میدهد که بیشتر جریان در حوالی $r = \lambda/2$ وجود داشته و بعد از آن سریعاً کاهش می یابد و بنابراین میتوان طول را محدود گرفت. فرکانس پائین، با طول بزرگترین r تعیین شده و فرکانس بالا به دقت ساخت در نقطه تغذیه بستگی دارد.

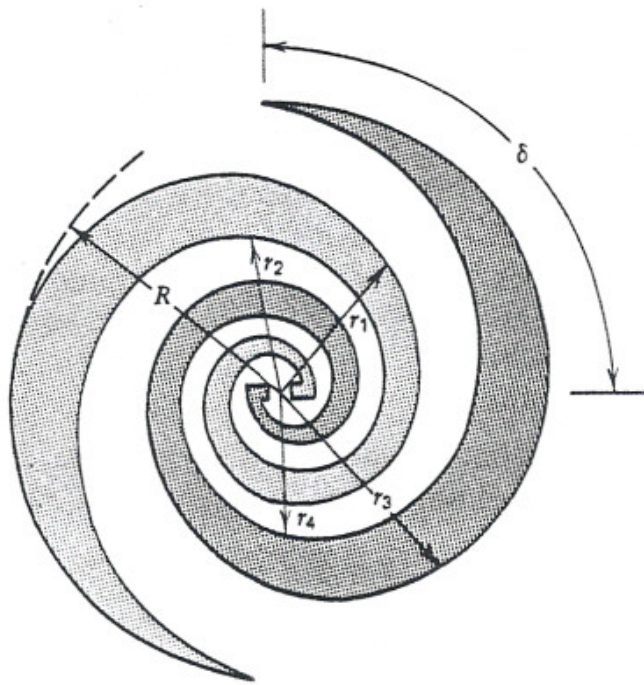
اگر معادلات خطوط سازنده آنتن، در شکل آنتن حلزونی بصورت زیر باشد، آنتن را *Equiangular spiral* مینامند.

$$\begin{aligned} r_1 &= r_0 e^{a\varphi} \\ r_2 &= r_0 e^{a(\varphi-\delta)} \\ r_3 &= r_0 e^{a(\varphi-\pi)} \\ r_4 &= r_0 e^{a(\varphi-\pi-\delta)} \end{aligned}$$

اگر $\delta = \pi/2$ باشد، آنتن خود مکمل (self complimentary) نامیده میشود، که آنتنی است که با مکمل خود از صفحه، یک شکل است. بعداً راجع به تئوری این آنتن ها صحبت خواهیم کرد.

برای آنتن های حلزونی ضریب افزایش شعاع، بصورت زیر تعریف میشود.

$$\varepsilon = \frac{r(\varphi + 2\pi)}{r(\varphi)} = \frac{r_0 e^{a(\varphi+2\pi)}}{r_0 e^{a\varphi}} = e^{2a\pi}$$

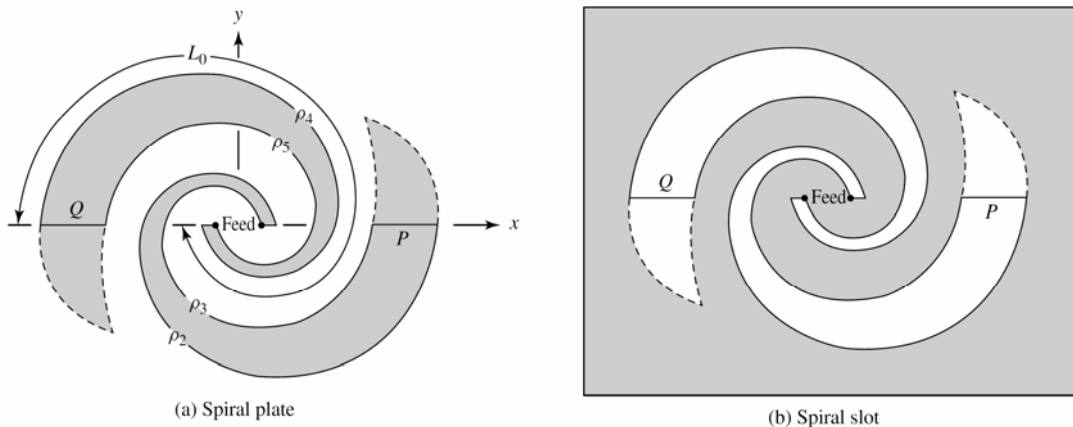


شکل ۹-۵

یک مقدار مناسب $\epsilon = 4$ و یا $a = 0.221$ است. چون فرض آن است که طول $\lambda/2$ برای هر فرکانس کافی است، بنابراین عرض باند، یا نسبت طول در مبداء و انتهای حلزون مشخص میشود، یعنی

$$\frac{R'}{r'} = \frac{r(\varphi \text{ of No of turns})}{r(\varphi = 0)} = \frac{r_0 e^{a(\varphi_0 + 2k\pi)}}{r_0 e^{a\varphi_0}} = e^{2ka\pi}$$

مثلا برای $k = 1.5$ دور و $a = 0.221$ عرض باند برابر با 3.08 است.



شکل ۹-۶

پرتو تقریبی قابل مقایسه با رابطه $E = A \cos(\theta)$ است. میتوان نشان داد که مود اصلی انتشار در این آنتن ها دارای پلاریزاسیون دایروی است [۱۴].

برای تغذیه بالانس این آنتن ها، از کابل هم محور استفاده شده و برای یکسان بودن دو بازو، یک کابل هم محور دیگر، که کاری را انجام نمیدهد، نیز روی بازوی دیگر می خوابانند.

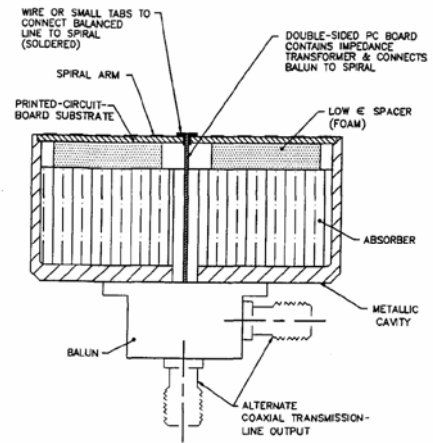
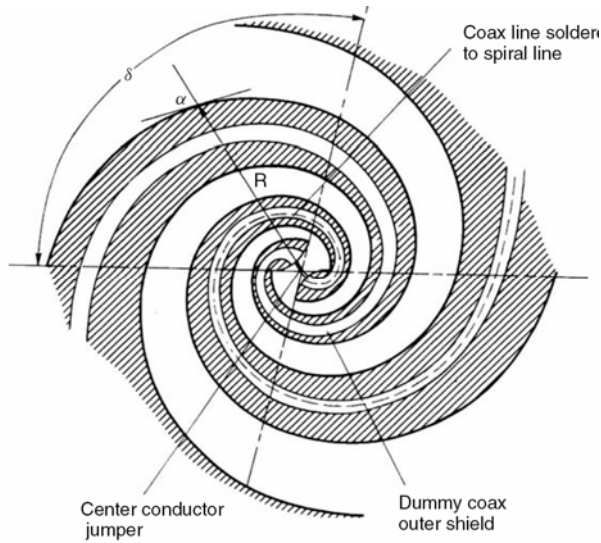


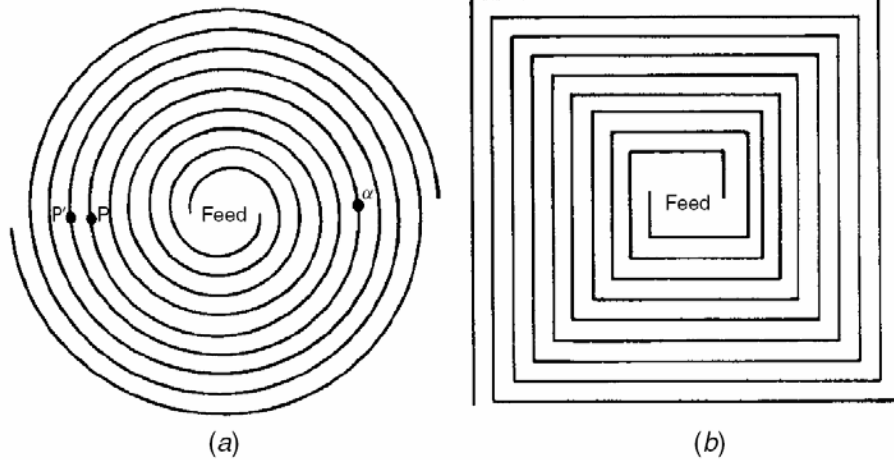
FIG. 14-14 Absorber-loaded cavity-backed two-arm archimedean spiral antenna.

شکل ۹-۷

با قراردادن یک محفظه در پشت این آنتن ها (*cavity backed*) و قراردادن جاذب باند وسیع در داخل محفظه ، میتوان پرتو پشت آن را حذف و تشعشع را در یک جهت قرارداد. تغذیه توسط کابل هم محوری که از محفظه وارد شده و شیلد کابل بصورت اریب بریده شده و تبدیل به یک *Balun* میشود، انجام میشود.

یک نوع حلزون ساده ، آنتن اسپایرال ارشمیدسی است ، که معادله آن بصورت

$$r_1 = r_0 \varphi, r_2 = r_0 (\varphi - \pi)$$



شکل ۹-۸

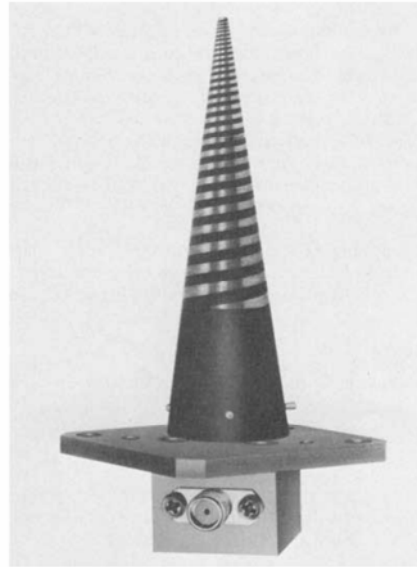
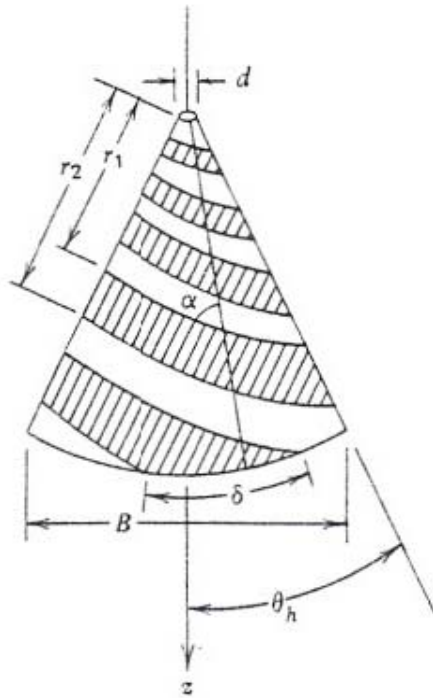
است و مشخصات آن به آنتن های قبلی خیلی نزدیک است. عرض نصف قدرت این آنتن ۹۰ درجه و عرض باند آن 1:10 و $SWR \approx 2$ و نسبت محوری پلاریزاسیون آن (*Axial ratio*) حدود ۱,۱ در روی ماکزیمم لوب است. بنا به ضرورت ، ممکن است که آنتن را بصورت مربعی نیز بسازند [۲۲].

۳-۹- آنتن حلزونی مخروطی (Conical spiral)

اگر

$$\frac{df}{d\theta} = f'(\theta) = A\delta(\beta - \theta)$$

باشد، یک حلزون پیچیده شده دور یک مخروط با زاویه راس β را خواهیم داشت. البته ساخت این آنتن مشکل تر است، ولی حسن آن عدم تقارن پرتو در جلو و پشت و جهت دار بودن آن است.



شکل ۹-۹

در جدول زیر مشخصات این نوع آنتن داده شده است [۲۲].

TABLE 11-7 Average Half-Power Beamwidth of a Two-Arm Conical Log Spiral Antenna ($\delta = 90^\circ$)

Wrap Angle, α (deg)	Twice Cone Angle					
	$2\theta_0 = 2^\circ$	$2\theta_0 = 5^\circ$	$2\theta_0 = 10^\circ$	$2\theta_0 = 15^\circ$	$2\theta_0 = 20^\circ$	$2\theta_0 = 30^\circ$
90	36	49	55	60	65	70
85	37	50	58	64	68	74
80	38	53	63	70	74	81
75	41	56	70	78	83	90
70	44	60	79	88	95	103
65	47	65	89	100	108	119
60	52	71	102	114	127	139
55	57	79	115	132		
50	63	89				
45	69	106				

شکل زیر نیز پرتو این آنتن را نشان میدهد

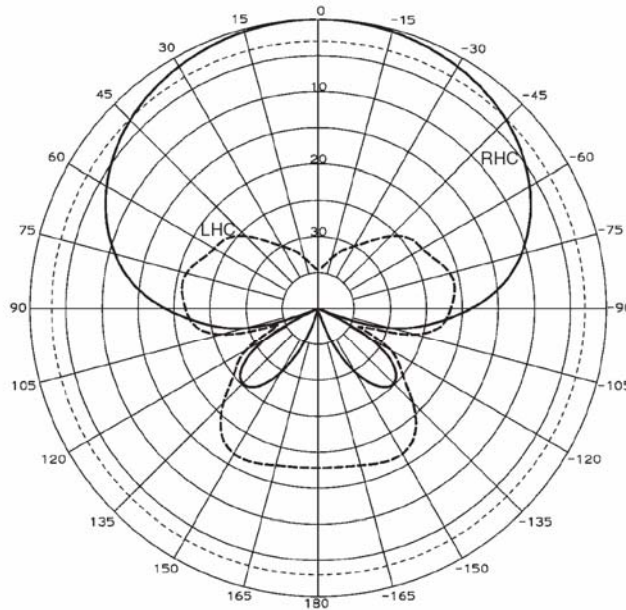
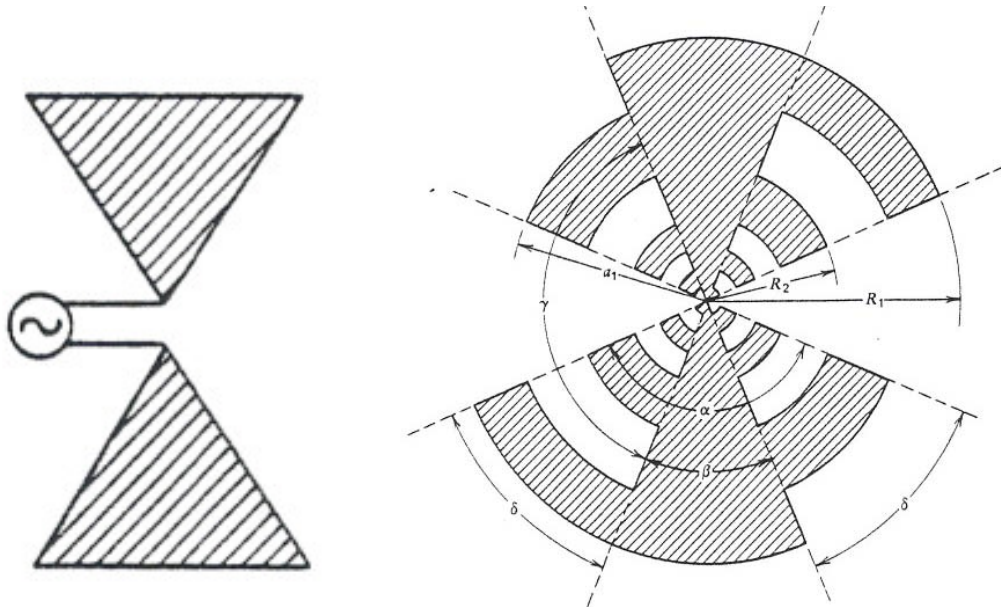


FIGURE 11-12 Calculated pattern of a two-arm conical spiral with a 30° total cone angle, $\alpha = 80^\circ$, 11 turns.

شکل ۹-۱۰

۹-۴- آنتن های لگپریودیک $Log - periodic - antennas$ [۶,۷]

خصوصیت آنتن های پروانه ای که فرم صفحه ای آنتن دو مخروطی است ، باعث تقویت این فکر شد که میتوان با دنداندار کردن آن ، به آنتن مستقل از فرکانس رسید. اشکال آنتن پروانه ای ، صفر نشدن جریان در انتهای آن است. شکل زیر ساختمان آنتن لگپریودیک را نشان میدهد که جریان در دنداندارهای آن تشعشع شده و به در لبه به صفر میرسد.



شکل ۹-۱۱

قبلا، ضریب افزایش شعاع را در آنتن های مستقل از فرکانس، به شکل $\varepsilon = \frac{r(\varphi + 2\pi)}{r(\varphi)} = e^{2a\pi}$ تعریف کردیم . برای

آنتن دنداندار ، مطابق شکل بالا، ضریب افزایش شعاع دنداندار را به صورت زیر تعریف میکنیم :

$$\frac{r_n}{r_{n+1}} = \frac{R_n}{R_{n+1}} = \tau^{-1} \quad \tau < 1$$

بنابراین اگر شکل آنتن اصلی بصورت $r = F(\theta)$ باشد، یک آنتن جدید با $r' = KF(\theta)$ را میتوان بر آن منطبق کرد، به طوری که دندان n ام آن با دندان $n+m$ دیگری منطبق باشد. یعنی

$$\frac{F(\theta)}{KF(\theta)} = \frac{r_n}{r_{n+m}} = \frac{r_n}{r_{n+1}} \times \frac{r_{n+1}}{r_{n+2}} \times \frac{r_{n+2}}{r_{n+3}} \dots \frac{r_{n+m-1}}{r_{n+m}} = \tau^{-m}$$

$$K = \tau^m$$

پس باید $K = \tau^m$ باشد، که m عدد صحیح است. در این آنتن ضمناً عرض تیغه ها نیز با رابطه زیر بیان میشود و مقداری ثابت است.

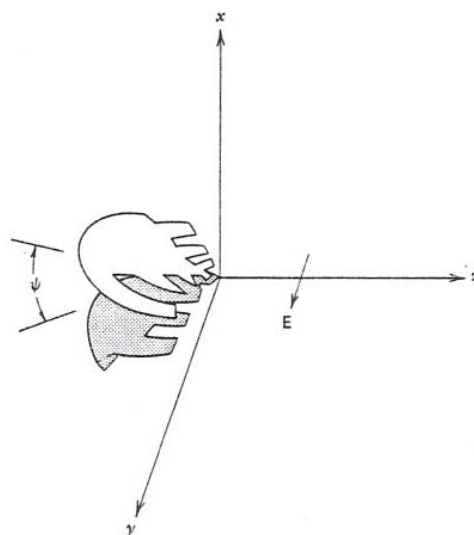
$$\sigma = \frac{r_n}{R_n} < 1$$

بنابراین، اگر آنتن در فرکانس f_n دارای خصوصیتی باشد، در فرکانس f_{n+1} که $f_n / f_{n+1} = \tau$ نیز دارای همان خصوصیت است. از رابطه بالا چنین نتیجه میشود که

$$\log(f_{n+1}) = \log(f_n) + \log(1/\tau)$$

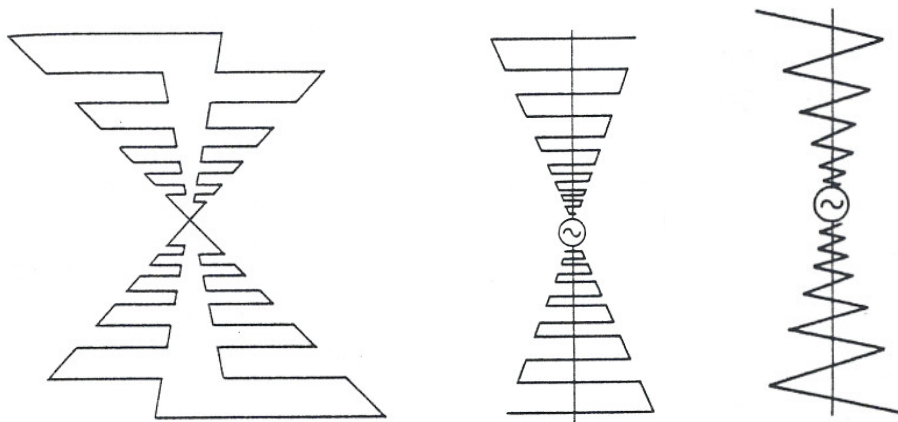
پس خصوصیات بصورت لگاریتمی تکرار میشود و نام لگپیرویدیک از این موضوع گرفته شده است. اگر دندانها با اندازه خاصی انتخاب شوند، آنتن خود مکمل خواهد بود. برای این کار، چون $\gamma + \beta = \pi, \beta + 2\delta = \alpha$ است، پس باید $\beta = \pi/4, \alpha = 3\pi/4, \beta = \delta, \alpha = \gamma$ باشد. بعداً خواهیم دید که آنتن های خود مکمل، مستقل از شکل خود، دارای امپدانس 188.5 اهم هستند البته به خاطر محدودیت ابعاد، این مقدار به حدود 165 اهم کاهش می یابد. اندازه گیری نشان میدهد که با افزایش σ ، عرض لوب نصف قدرت زیاد میشود.

اگر دو قسمت آنتن لگپیرویدیک دندانهای صفحه ای، مطابق شکل زیر روی هم خم شده و بهم نزدیک شوند، تشعشع جهت دار شده و ماکزیمم آن در جهت راس زاویه خم است. پلاریزاسیون این آنتن خطی و موازی صفحه تقارن دو قسمت است.



شکل ۹-۱۲

با کاهش زاویه دو قسمت ، امپدانس نیز کاسته میشود. برای $\psi = 30$ درجه ، امپدانس حدود ۷۰ اهم است. میتوان لبه دندانه ها را صاف کرده و آنتن را با شکل دوزنقه ای و یا بصورت گاو در آورد.

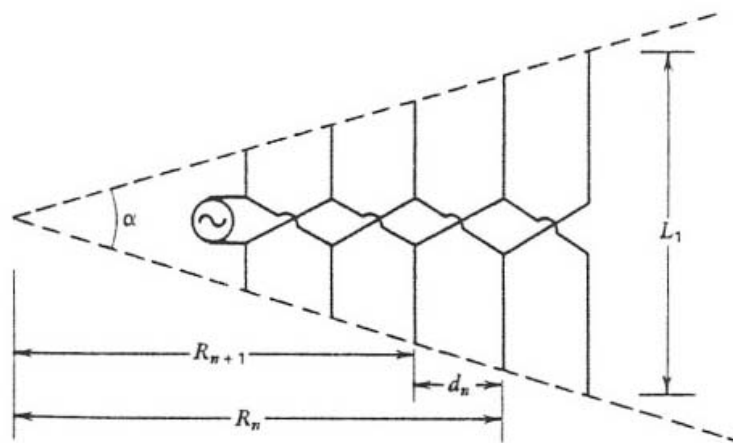


شکل ۹-۱۳

در فرکانس های پائین میتوان بجای شکل تو پر دندانه ای ، از سیمی که به همان شکل ها در آمده است ، استفاده کرد. نوع گاو ای آن با $\psi = 45$ درجه ، دارای عرض لوب نصف قدرت ۶۶ درجه و گین ۹٫۲ دسی بل ، و نسبت لوب جلو به عقب ۱۲٫۳ دسی بل و امپدانس حدود ۱۱۰ اهم است .

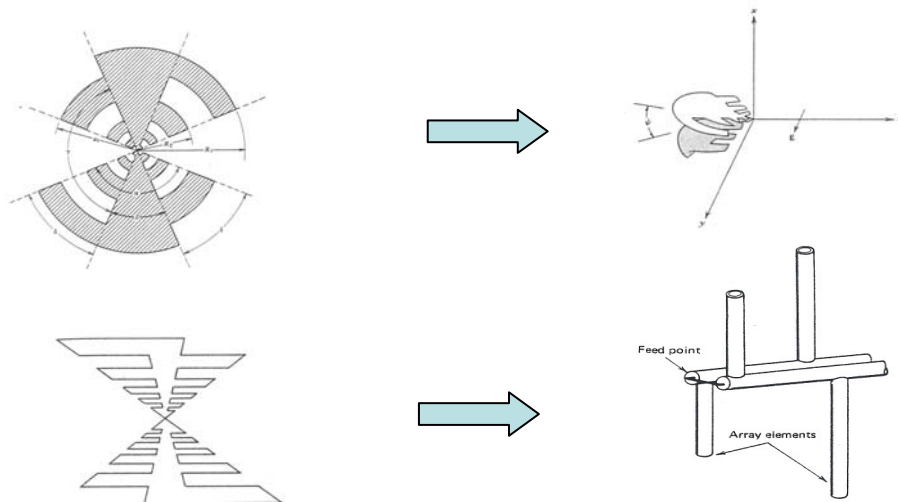
۹-۵- آنتن لگپریودیک دی پلی $Logperiodic - dipole - array$ [۳]

مطالعات بیشتر روی آنتن های لگپریودیک نشان داد که میتوان آنها را با شکل ساده تر ، متشکل از دی پلی ها نیز ساخت .



شکل ۹-۱۴

مطابق شکل بالا ، طول دی پلی ها ، وقتی از راس دور میشویم ، زیاد شده و فاصله ها نیز افزایش می یابد. ضمانت خط تغذیه از یک آنتن به آنتن دیگر ۱۸۰ درجه تغییر فاز پیدا میکند ، و این به این علت است که این آنتن مانند یک دی پلی دوزنقه ای گاو ای با زاویه راس صفر درجه است.



شکل ۹-۱۵

در این مورد نیز روابط زیر به کار میروند

$$\frac{R_{n+1}}{R_n} = \frac{L_{n+1}}{L_n} = \frac{d_{n+1}}{d_n} = \frac{a_{n+1}}{a_n} = \tau$$

$$\sigma = \frac{R_{n+1} - R_n}{2L_n} = \frac{d_n}{2L_n}$$

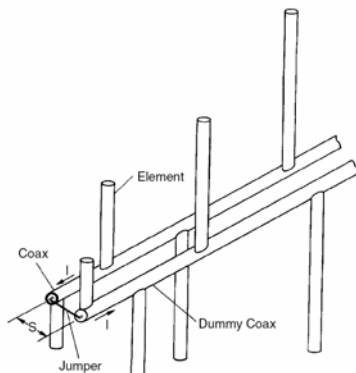
$$\tan(\alpha/2) = \frac{L_n/2}{R_n}$$

$$\alpha = 2 \tan^{-1} \left(\frac{1-\tau}{4\sigma} \right)$$

$$\sigma = \frac{1-\tau}{4 \tan(\alpha/2)}$$

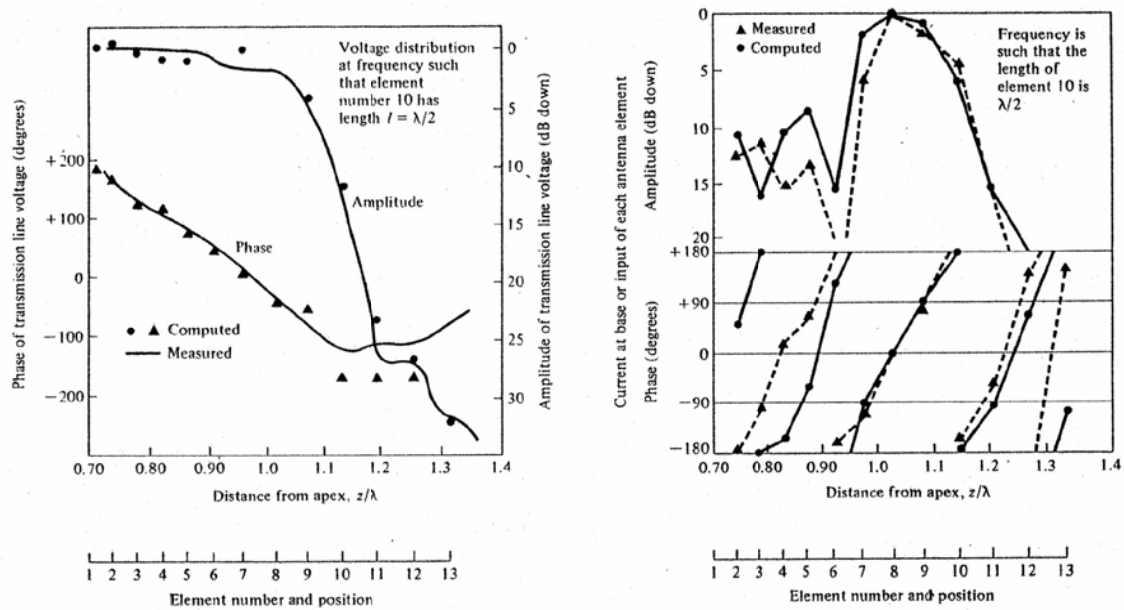
می بینیم که همه ابعاد با τ مقیاس شده اند.

برای آنکه کابل تغذیه روی تشعشع آنتن، که به طرف نقطه تغذیه، در طرف دی پل های کوچک است، اثر نا مطلوب نداشته باشد، تغذیه مطابق شکل زیر انجام میشود.



شکل ۹-۱۶

تحلیل عددی آنتن لگپریودیک دی پلی، نشان میدهد که یک منطقه فعال در حوالی دی پلی که طولش حدود $\lambda/2$ است، وجود دارد. یعنی جریان در این دی پلی و چند دی پلی در همسایگی آن (از دو طرف) بیشتر بوده و در سایر عناصر بسیار کم است



شکل ۹-۱۷

بنابراین گرچه ممکن است که تعداد دی پل ها در کل آنتن ، بخاطر عرض باند بالا ، زیاد باشد ، ولی دی پل های فعال محدودند . پس این آنتن مانند یک رشته آنتن عمل میکند که تعدادش کم بوده و بنابراین گین زیادی ندارد. هر چه ضریب τ به یک نزدیک تر باشد ، بخاطر فشردگی دی پلها، تعداد دی پلهای فعال بیشتر شده و گین بالا تر میرود. برای عرض باند ، دی پل بزرگتر طولش $\lambda/2$ فرکانس پائین تر و دی پل بزرگتر طولش $\lambda/2$ فرکانس بالاتر انتخاب میشود. البته بخاطر اینکه در هردو حالت دی پل های حوالی نیز وجود داشته باشند ، عرض باند کمی بیشتر در نظر گرفته میشود. برای طراحی این آنتن ها از منحنی هائی که توسط Carrel در ۱۹۶۱ داده شده و مقادیر τ, σ را برای گین مشخص میدهد ، استفاده میکنند . این منحنی ها بعلت اشتباهی که در وقت ارائه مقاله شده ، دایرکتیویته را تا حدود ۲ دسی بل بیشتر نشان میدهد. در مراجع مختلف منحنی های جدیدتر و روش های طراحی عملی داده شده است .

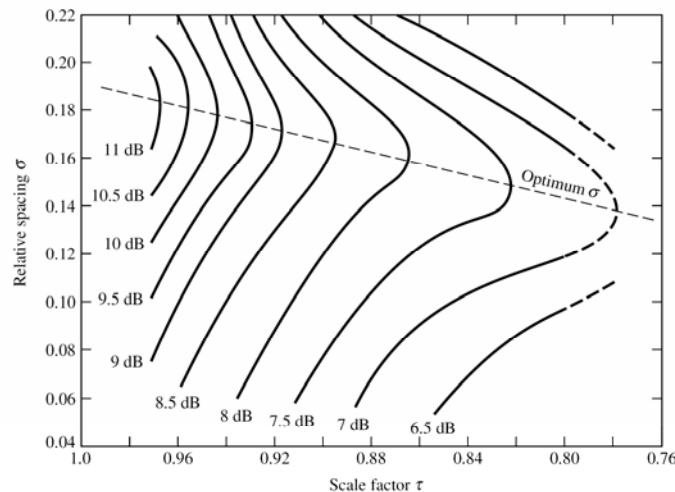


Figure 11.13 Computed contours of constant directivity versus σ and τ for log-periodic dipole arrays. (SOURCE: R. L. Carrel, "Analysis and Design of the Log-Periodic Dipole Antenna," Ph.D. Dissertation, Elec. Eng. Dept., University of Illinois, 1961, University Microfilms, Inc., Ann Arbor Michigan). Note: The initial curves led to designs whose directivities are 1–2 dB too high. They have been reduced by an average of 1 dB (see P. C. Butson and G. T. Thompson, "A Note on the Calculation of the Gain of Log-Periodic Dipole Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-24, pp. 105–106, January 1976).

شکل ۹-۱۸

شکل زیر پرتو و گین یک آنتن با ۱۶ عنصر را، در فرکانس های مختلف نشان میدهد [۲۲]

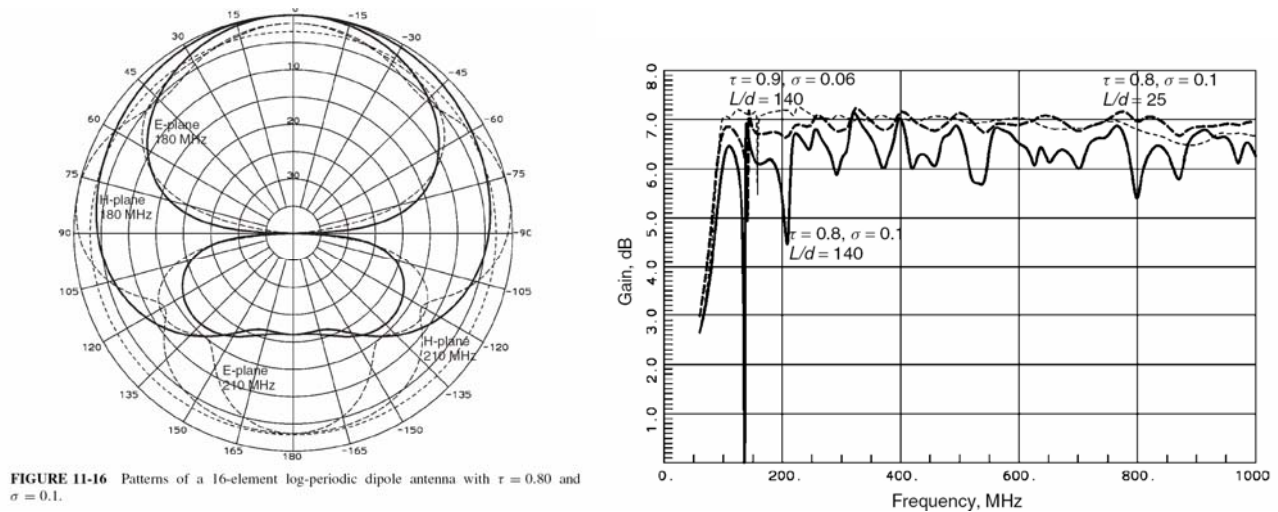
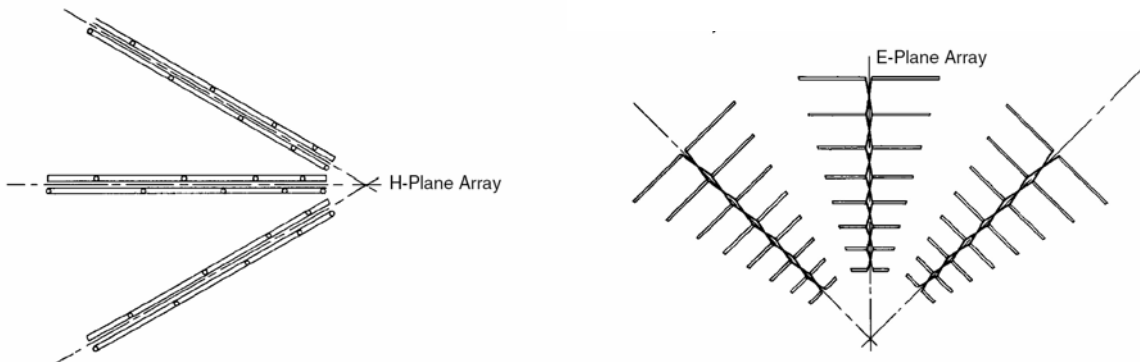


FIGURE 11-16 Patterns of a 16-element log-periodic dipole antenna with $\tau = 0.80$ and $\sigma = 0.1$.

شکل ۹-۱۹

استفاده از این آنتن ها در رشته آنتن ها ، بعلت منطقه فعال گفته شده در هر فرکانس باید بصورت اریبی مطابق شکل زیر باشد تا فاصله آنتن ها نسبت به طول موج ، در تمام فرکانس ها حفظ شود. شکل زیر دو رشته یکی در حالت $E - Plane$ و دیگری $H - Plane$ را نشان میدهد.



شکل ۹-۲۰

به همین دلیل ، وقتی بالای زمین قرار میگیرند، بعلت وجود آنتن تصویر، که یک رشته دو آنتنی میسازد ، باید حالت تمایل نسبت به زمین حفظ شود. شکل های زیر حالت های پلاریزاسیون عمودی و افقی این آنتن ها را نشان میدهد



FIG. 26-12 Rotatable LPA.

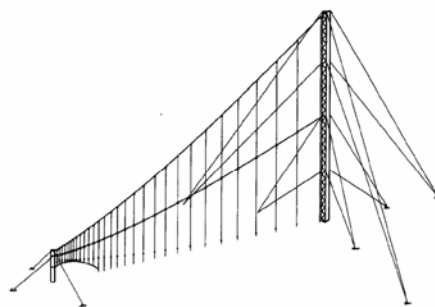


FIG. 26-15 Vertically polarized dipole LPA. (Courtesy of TCI.)

شکل ۹-۲۱

۹-۶- آنتن های فرکتال (Fractal-antennas) [۶]

یکی از نیازهای اساسی در مخابرات، بخصوص مخابرات سیار، کوچک کردن ابعاد آنتن ها است. میدانیم که آنتن های کوچک (نسبت به طول موج) دارای امپدانس بسیار کم و راکتانس بالا هستند. میتوان نشان داد که برای آنتنی که ساختارش در یک کره بشعاع r (یا اگر صفحه ای است یک دایره به همین شعاع)، قرار دارد، ضریب شایستگی مداری آن تقریباً (برای مقادیر $r/\lambda \ll 1$) بصورت زیر است:

$$Q = \frac{1}{(\beta r)^3}$$

و عرض باند آنتن محصور در این کره (یا دایره)، هر چه بیشتر حجم (یا سطح) را پر کند بیشتر است. این کار باعث کاهش ضریب شایستگی شده و بنابراین عرض باند را افزایش میدهد. مثلاً، عرض باند یک آنتن بایکونیکال، هر چه زاویه مخروط بیشتر باشد بیشتر است، و همین طور عرض باند آن نسبت به آنتن دی پل قرار گرفته در همان کره، افزایش قابل توجهی را نشان میدهد. آنتن های اسپیرال نیز، همان طور که دیدیم، دارای عرض باند خیلی زیادی هستند.

لفظ فرکتال کلمه لاتینی و بمعنی شکسته است، و آنتن های فرکتال شکل های هندسی هستند که با خود تکراری آن شکل ها، و چرخش و افزایش در مقیاس های بزرگتر طراحی میشوند.

فرکتال های زیادی در طبیعت، مانند گیاهان، کوه ها، ابر ... وجود دارند. فرکتال ها به دو گروه دترمینیستیک (Deterministic) و رندام تقسیم میشوند. نوع دترمینیستیک مانند مربع *Minkowski* (که از یک مربع شروع شده)، ذرات برف *Koch* (که از یک مثلث و بعد یک ستاره شروع شده) و یا مثلث های *Sierpinski*، و شکل هایی که از تکرار آن ها ساخته شده، هستند. در فرکتال های رندام از ساختارهای طبیعی، مانند برگ درختان استفاده میشود.

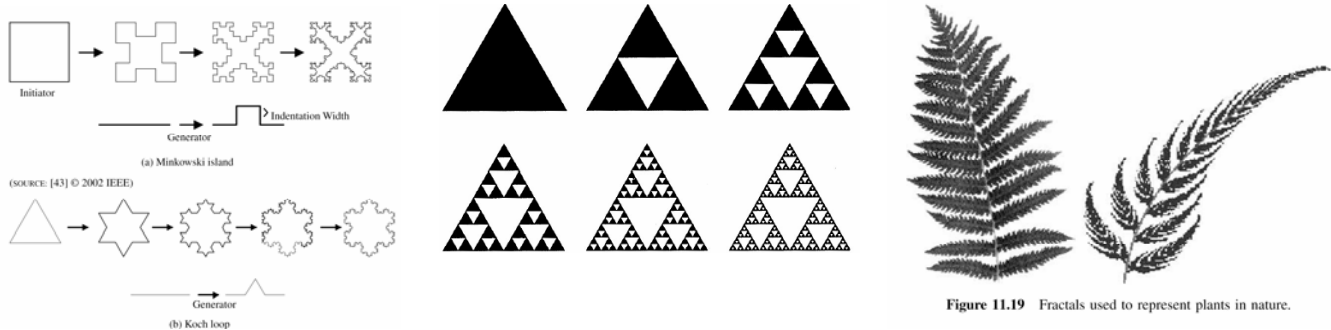
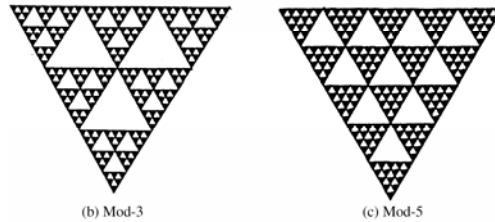
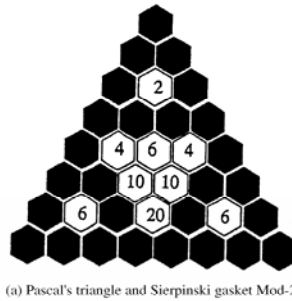


Figure 11.19 Fractals used to represent plants in nature.

شکل ۹-۲۲

در طراحی از یک قانون خاص استفاده میشود. مثلاً در مثلث سیرپینسکی، مثلث ها کنار هم چیده شده و بر اساس قانون مثلث پاسکال، هر مثلث که شماره اش مثلاً ۲ (مود اول)، یا ۳ (مود دوم) یا ۵ (مود سوم) و... است، حذف میشود. شکل زیر این موضوع را نشان میدهد



شکل ۹-۲۳

آنتن های فرکتال محدودیت آنتن های دی پل و مونو پل را کم میکند. و مثل این است که آنتن بلند بوده ولی در یک حجم کوچک فشرده شده است. برای توضیح بیشتر، دو آنتن دی پل کوتاه و حلقوی کوچک را که هر دو دارای مقاومت تشعشی کم و راکتانس بالا هستند ، بررسی میکنیم. در شکل زیر، مقاومت تشعشی آنتن حلقوی ، با نوع فرکتال آن مقایسه شده است.

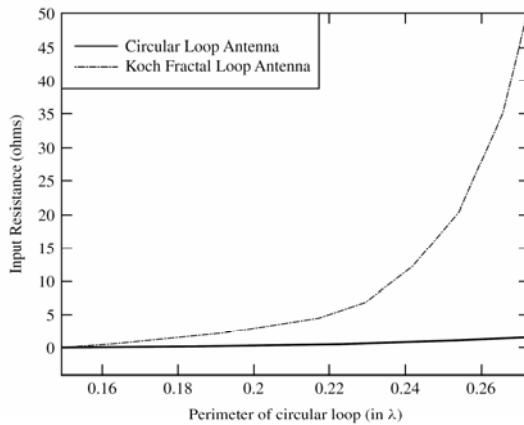


Figure 11.22 Input resistance of circular loop and Koch fractal loop vs. perimeter. (SOURCE: [44] © 2000 IEEE).

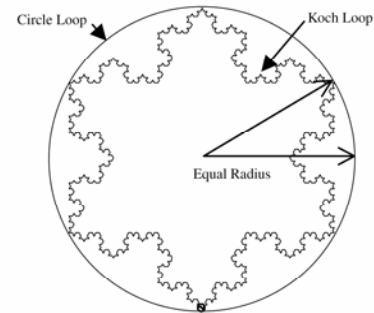


Figure 11.21 Circular and Koch loops of equal radii. (SOURCE: [43] © 2002 IEEE).

شکل ۹-۲۴

در شکل بالا امپدانس آنتن حلقوی کوچک با محیط 15λ تا 27λ ، حدود $1,33$ اهم است . در صورتیکه طول آنتن فرکتال آن 39λ تا 7λ بوده و امپدانس آن تا 50Ω هم بالا میرود. البته هر دو آنتن در مورد راکتانس ، احتیاج به تطبیق دارند. برای یک دی پل ، طول ایده آل رزونانس همان $\lambda/2$ است که برای فرکانسهای پائین طول بزرگی است. انواع فرکتالی دی پل و فرکانس رزونانسی آنها بر حسب مود تکراری آن در شکل زیر نشان داده شده است. ملاحظه میشود که برای حالت درخت ۳ بعدی فرکانس رزونانس از همه پائین تر است. این فرکانس رزونانسی برای راکتانس صفر و مقاومت 50 اهم به دست آمده است.

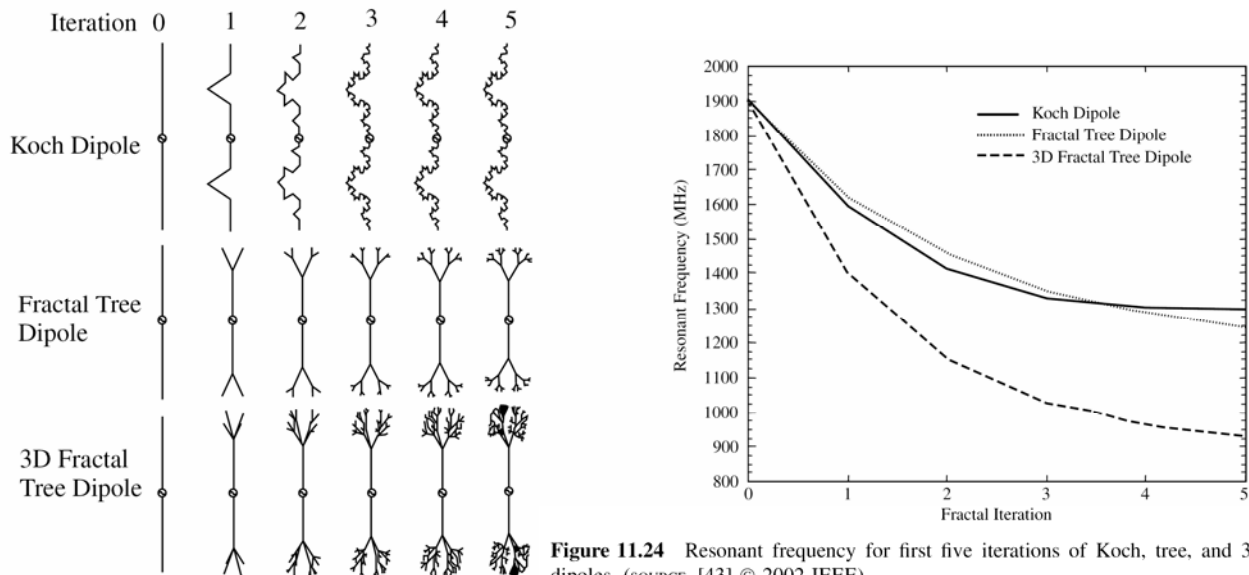
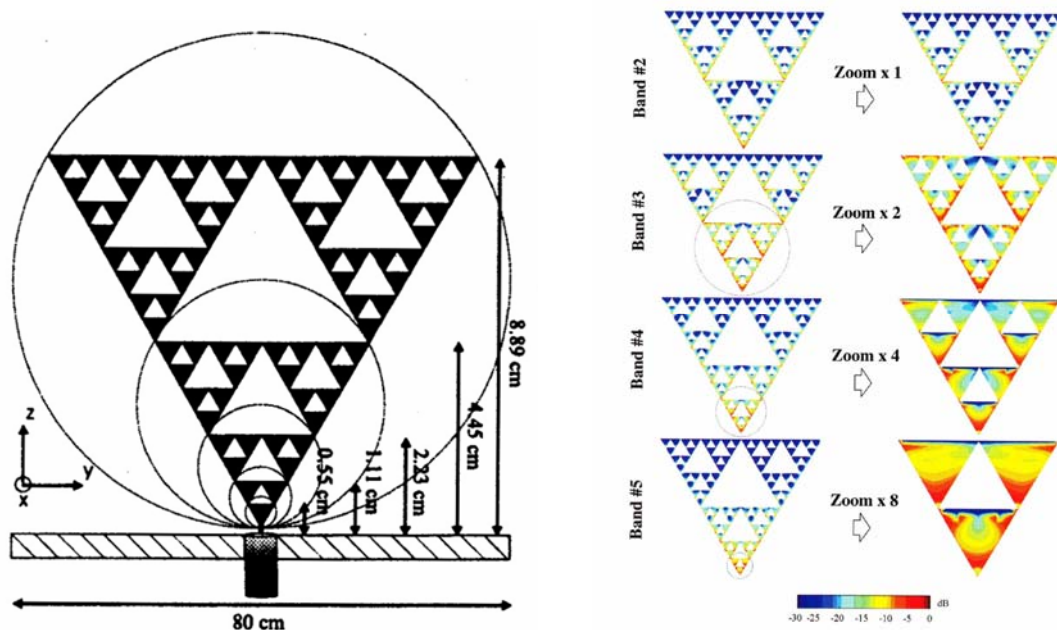


Figure 11.24 Resonant frequency for first five iterations of Koch, tree, and 3D-tree fractal dipoles. (SOURCE: [43] © 2002 IEEE).

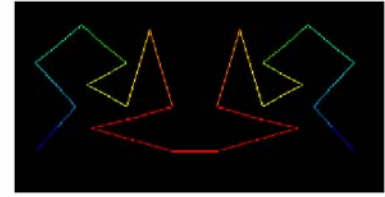
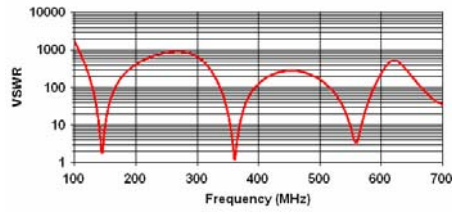
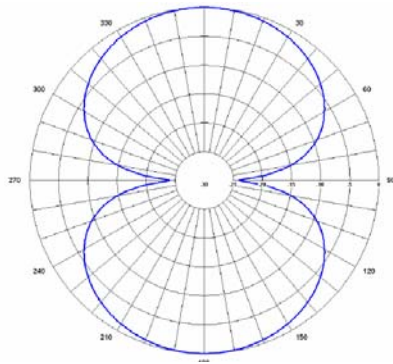
شکل ۹-۲۵

منحنی افت انعکاسی آنتن مونو پل فرکتال شکل زیر نشان میدهد که این آنتن در فرکانس های 44, 1.75, 3.51, 7.01, 13.89GHz رزونانس است. در شکل نیز دایره ها بیان کننده ابعاد در این ۵ فرکانس است. توزیع جریان در تحلیل هم، بیان کننده همین خصوصیت است.



شکل ۹-۲۶

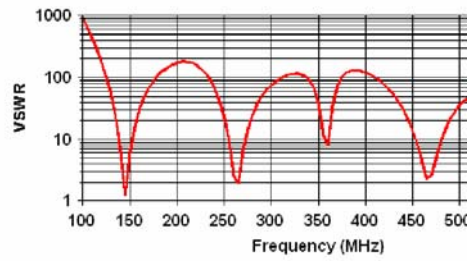
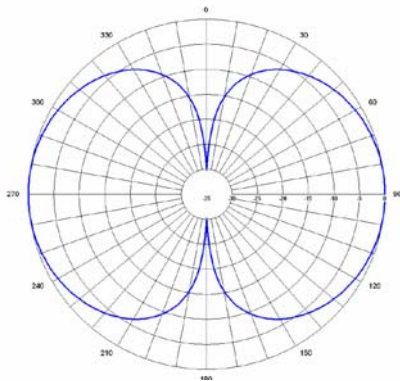
شکل زیر نیز نوعی دیگر از این نوع آنتن و منحنی های انعکاسی و پرتو آن را نشان میدهد. ابعاد این آنتن ۱۵*۲ سانتیمتر است که نسبت به طول نصف موج آن در فرکانس ۱۴۶ مگاهرتز که رزونانس اول آن است، یعنی حدود یک متر، بسیار کوچکتر است. از خصوصیات این آنتن ها چند فرکانسی بودن آن ها است.



The size of the dipole is 2 x 15cm. Compare this with a conventional 1/2 wave dipole that is about

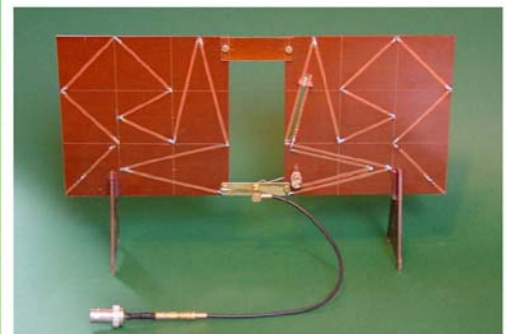
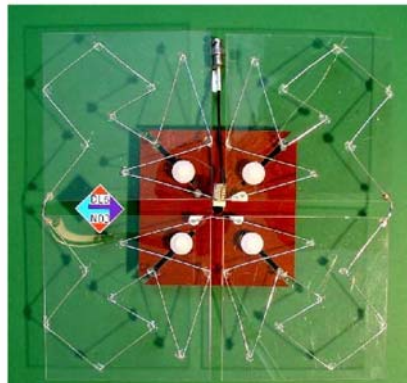
شکل ۹-۲۷

مود های بالاتر این آنتن دارای تعداد فرکانس های رزنانس بیشتری است



شکل ۹-۲۸

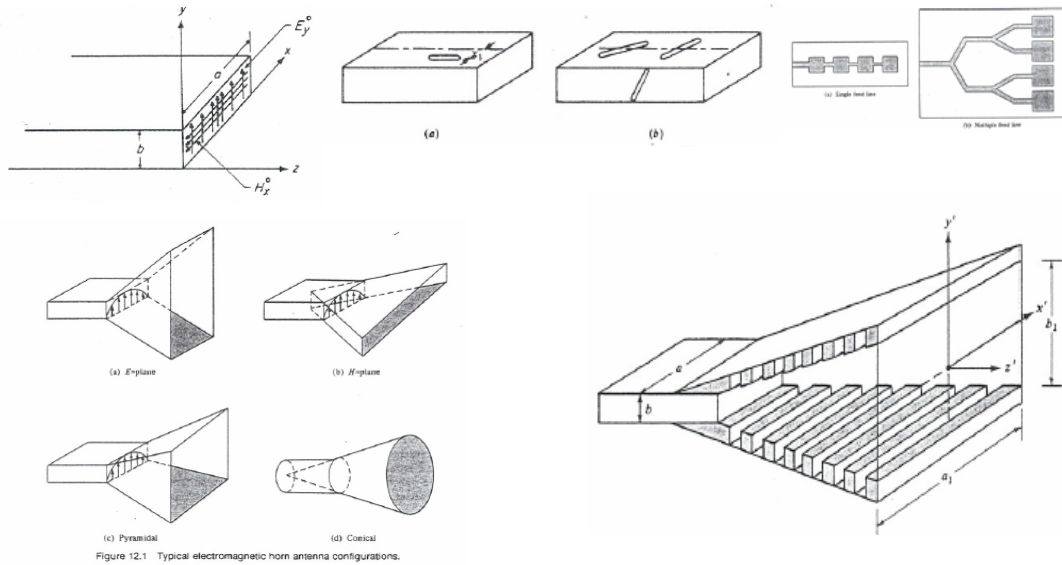
در شکل های زیر، ساخته شده برخی از این آنتن ها دیده میشود.



شکل ۹-۲۹

۱۰- آنتن های پنجره ای *Aperture antennas* [۷]

اگر تشعشع از یک دهانه ، مثل دهانه باز یک موجبر ، بوق الکترومغناطیسی ، رفلکتورهای پارابولوییدی ، و مانند این ها ، ایجاد شود، آنتن پنجره ای نامیده میشود. این آنتن ها هم چنین بصورت شیار و با شکل های مختلف ، روی بدنه هواپیما و موارد مشابه ساخته شده و با پوششی روکش میشوند. برای آنتن با گین بالا ، باید ابعاد ، لااقل چندین برابر طول موج باشد. ضمنا باید تفرق از لبه ها نیز با استفاده از روشهایی که اشاره خواهد شد، در نظر گرفته شود. در شکل زیر چند نوع از انواع این گونه آنتن ها نشان داده شده است.



شکل ۱۰-۱

میدانیم که برای حل مساله یک آنتن ، نیاز به دانستن اطلاعات در مورد جریان آن است. در مورد آنتن های پنجره ای ، تعیین جریان بسیار مشکل بوده و بنابراین باید روشی دیگری را به کار برد. این روش استفاده از اصل هایگنس (*Huygens – principle*) (که در نور بیان شده بود)، در امواج است. بر اساس این اصل ، هر نقطه از یک جبهه موج ، بصورت یک منبع جدید عمل میکند و مجموعه اثر این منابع ، مانند اثر منبع اصلی است. این اصل بعدا توسط *Love* و *McDonald* برای امواج الکترو مغناطیسی بکار گرفته شد. آنان نتیجه گرفتند که میدانهای داخل یک سطح بسته فاقد منبع ، میتواند با دانستن میدان های الکتریکی و مغناطیسی مماسی روی این سطح ، محاسبه شود. با کوچک شدن این سطح ، مساله تبدیل به دانستن میدان های مماسی روی سطح پنجره آنتن خواهد شد.

تقریب مساله فقط در این است که میدان های روی سطح پنجره بطور کاملا دقیق مشخص نیستند. در حل مسائل آنتن پنجره ای، باید ابتدا میدانهای مماسی منبع اصلی ، بطور تقریبی روی سطح پنجره مشخص و تبدیل به منابع ثانویه شده و سپس تشعشع از این منابع محاسبه شود.

قبلا باید مقدماتی برای رسیدن به این مطلب بررسی شود.

۱-۱۰- جریان مغناطیسی و پتانسیل های مربوطه (magnetic – current)

میدانیم که جریان الکتریکی، در اثر حرکت بار به وجود می‌آید. در الکتریسیته، بارهای مثبت و منفی، قابل جدا شدن بوده و حرکت آنها، جریان را ایجاد میکند. اما در مغناطیس، عامل به وجود آورنده، دی پلهای مغناطیسی به وجود آمده در اثر گردش توده بار هر الکترون حول محور خودش است که قطبهای شمال و جنوب را به وجود می‌آورد. این قطبها، با توجه به منبع ایجاد کننده آنها قابل جدا شدن نیستند. مثلا اگر یک میله آهنربا را بشکنیم، مجددا در هر سر دو قسمت جدید قطبهای شمال و جنوب، ایجاد خواهد شد. بنابراین این قطبها بطور مستقل وجود ندارند، و جریان مغناطیسی، که بنظر میرسد از حرکت این قطبها، بطور مستقل به وجود می‌آید، مطرح نیست.

اما در معادلات ماکسول، در مقایسه دو رابطه کرل، دیده میشود که جای جریان مغناطیسی در یکی از معادلات، خالی است. پس، گر چه تاکنون جریان مغناطیسی ایجاد نشده است، ولی اگر وجود داشت جای آن در همین معادله بود. یعنی

$$\nabla \times H = J + D^*$$

$$\nabla \times E = -M - B^*$$

$$\nabla \cdot D = \rho$$

$$\nabla \cdot B = \rho_m$$

که M دانسیته جریان مغناطیسی و ρ_m دانسیته بار مغناطیسی است.

در ادامه بحث، ما آثار این جریان را، گرچه وجود نداشته باشد، بررسی کرده و پتانسیلها و روابط آنها با میدانها را بدست میآوریم. بعدا خواهیم دید که ما در حقیقت اثر قسمتی از میدانهای به وجود آمده توسط جریان الکتریکی را، تبدیل به جریان فرضی مغناطیسی میکنیم.

اگر فقط جریان الکتریکی داشتیم، روابط بصورت زیر بود

$$\nabla \times H_e = J + D_e^* = J + j\omega\epsilon E_e$$

$$\nabla \times E_e = -B_e^* = -j\omega\mu H_e$$

به همین ترتیب، برای جریان مغناطیسی و میدانهای به وجود آمده توسط آن، داریم:

$$\nabla \times E_m = -M - j\omega\mu H_m$$

$$\nabla \times H_m = j\omega\epsilon E_m$$

و یا با تغییر مختصری،

$$\nabla \times (-E_m) = M + j\omega\mu H_m$$

$$\nabla \times H_m = j\omega\epsilon E_m$$

از مقایسه روابط بالا، ملاحظه میشود که اگر شرایط دو گانی زیر را بکار ببریم، معادله ۲ از ۱ و بالعکس نتیجه میشود.

$$\begin{array}{cccccc} E_e & H_e & J & \mu & \varepsilon & I \\ \hline H_m & -E_m & M & \varepsilon & \mu & K \end{array}$$

پس اگر ما برای جریان مغناطیسی نیز پتانسیل هائی تعریف کنیم ، ومعادلات آن ها را حل کرده و میدانها را به دست بیاوریم ، همه کار ها مشابه حالت جریان الکتریکی است . بنابراین کافی است ما همان روابط جریان الکتریکی را به کار برده و فقط از این شرط دو گانی ، استفاده کنیم . یعنی خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} A_i(r) &= \frac{\mu}{4\pi} \iiint J_i(r_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dv_1 \\ V(r) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} \iiint \rho(r_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dv_1 \\ H &= \frac{1}{\mu} \nabla \times A \\ E &= -\nabla V - j\omega A \end{aligned}$$

و مشابه آن برای جریان مغناطیسی با استفاده از روابط دوگانی:

$$\begin{aligned} F_i(r) &= \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint M_i(r_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dv_1 \\ V_m(r) &= \frac{1}{4\pi\mu} \iiint \rho_m(r_1) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dv_1 \\ -E &= \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times F \\ H &= -\nabla V_m - j\omega F \end{aligned}$$

بنابراین ، شرط دو گانی بصورت زیر تکمیل میشود

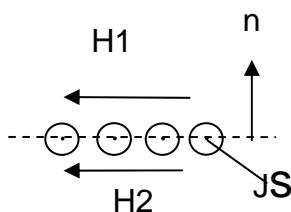
$$\begin{array}{cccccc} E_e & H_e & J & \mu & \varepsilon & I & A & V & \rho \\ \hline H_m & -E_m & M & \varepsilon & \mu & K & F & V_m & \rho_m \end{array}$$

که K جریان مغناطیسی و F, V_m پتانسیل های مربوطه هستند. روشن است که اگر هر دو منبع جریان و بار الکتریکی و مغناطیسی وجود داشته باشند ، میدان ها مجموع آثار هر دو منبع است ، یعنی

$$\begin{aligned} E &= E_e + E_m & H &= H_e + H_m \\ E &= -\nabla V - j\omega A - \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times F \\ H &= \frac{1}{\mu} \nabla \times A - \nabla V_m - j\omega F \end{aligned}$$

۱۰-۲- شرایط حدی جریان الكتریکی و مغناطیسی

برای جریان الكتریکی و میدان مماسی مغناطیسی، از رابطه $\nabla \times H = J + D^*$ ، نتیجه میشود که



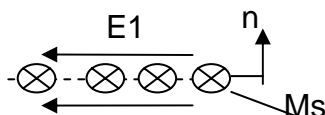
شکل ۱۰-۲

$$\hat{n} \times (H_{1t} - H_{2t}) = J_s$$

و یا بصورت دیگر

$$J_s = \hat{n} \times (H_{1t} - H_{2t})$$

که \hat{n} عمود بر سطح در طرفی است که H_{1t} قرار دارد. عبارت بالا نشان میدهد که برای آن که در فصل مشترک دو محیط ۱ و ۲، میدان مغناطیسی، نا پیوسته باشد، باید حتما یک جریان سطحی الكتریکی وجود داشته باشد. ضمناً جریان الكتریکی و میدان مغناطیسی از قانون انگشتان دست راست پیروی میکنند. با استفاده از روابط دوگانی، میتوان برای میدانهای الكتریکی مماسی و جریان مغناطیسی هم رابطه زیر را نوشت:



شکل ۱۰-۳

$$-n \times (E_{1t} - E_{2t}) = M_s$$

و یا

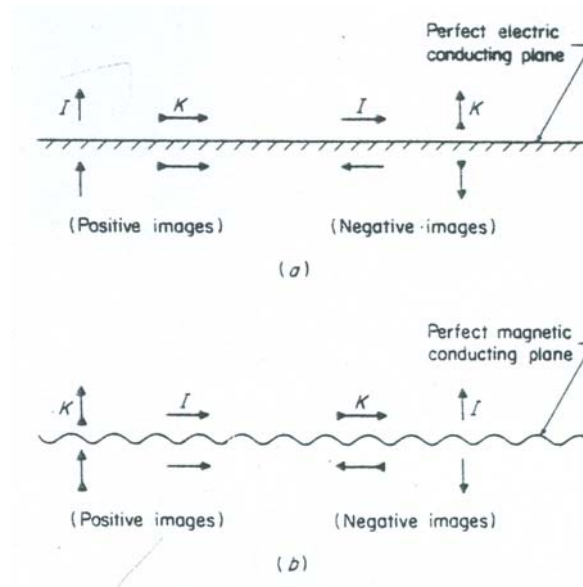
$$M_s = -n \times (E_{1t} - E_{2t})$$

پس بطور مشابه، برای غیر پیوسته بودن میدان های الكتریکی نیز احتیاج به جریان سطحی مغناطیسی است. مقایسه دو حالت نشان میدهد که در مورد اخیر از قانون انگشتان دست چپ استفاده میشود. میتوان هادی مغناطیسی نیز تعریف کرد، که خصوصیت آن صفر بودن میدان مغناطیسی مماسی، روی آن است. و بنابراین امپدانس سطحی آن $\eta_m = \infty$ است. معمولاً در حل مسائلی که حد قسمتی از محیط هوا است، مثلاً محفظه رزنانسی با انتهای باز، یا رزنانسورها و آنتن های دی الكتریکی، اطراف آن را با تقریب، هادی مغناطیسی میگیرند.

۱۰-۳- تصاویر جریان های الكتریکی و مغناطیسی روی هادی های الكتریکی و مغناطیسی

میدانیم که آنتن عنصر جریان الكتریکی میدانهای E_θ, H_ϕ دارند. با استفاده از دوگانی، عنصر جریان مغناطیسی، میدانهای H_θ, E_ϕ خواهد داشت.

برای تعیین تصویر جریان ، قرار گرفته در بالای یک صفحه هادی ، باید تصویر طوری باشد که شرایط حدی روی مرز هادی صدق کند. یعنی باید برای هادی الکتریکی ، میدان الکتریکی مماسی (یا میدان مغناطیسی عمودی) مساوی صفر باشد. همین طور باید میدان الکتریکی عمودی (و یا میدان مغناطیسی مماسی) مخالف صفر باشد. برای هادی مغناطیسی شرایط حدی عکس شرایط بالاست، یعنی باید میدان الکتریکی مماسی (یا میدان مغناطیسی عمودی) مخالف صفر بوده و میدان الکتریکی عمودی (و یا میدان مغناطیسی مماسی) مساوی صفر باشد. قبلا ، برای جریان الکتریکی و هادی الکتریکی ، تصاویر را برای حالت های جریان عمودی و افقی بدست آورده بودیم . اگر همان روش و استدلال را بکار بگیریم ، میتوانیم تصاویر هر دو نوع جریان را روی هر دو هادی مشخص کنیم. شکل زیر ، بیانگر این حالات است.



شکل ۱۰-۴

ملاحظه میشود ، همانطور که در مورد جریان و هادی الکتریکی قبلا بحث شد ، اگر جریان و هادی هم نام باشند، از قاعده مسیر بسته استفاده شده ، و در غیر این صورت (جریان و هادی غیر همنام) خلاف آن قانون برقرار است.

۱۰-۴- جریان های سطحی الکتریکی و مغناطیسی صفحه ای بعنوان منبع

اگر یک جریان الکتریکی صفحه ای در جهت z داشته باشیم ، یعنی J_{sz} ، در این صورت بعلت تقارن ، میدانهای مغناطیسی دو طرف مساوی و در خلاف جهت یکدیگرند ، و بنابراین میدان مغناطیسی را ، از رابطه

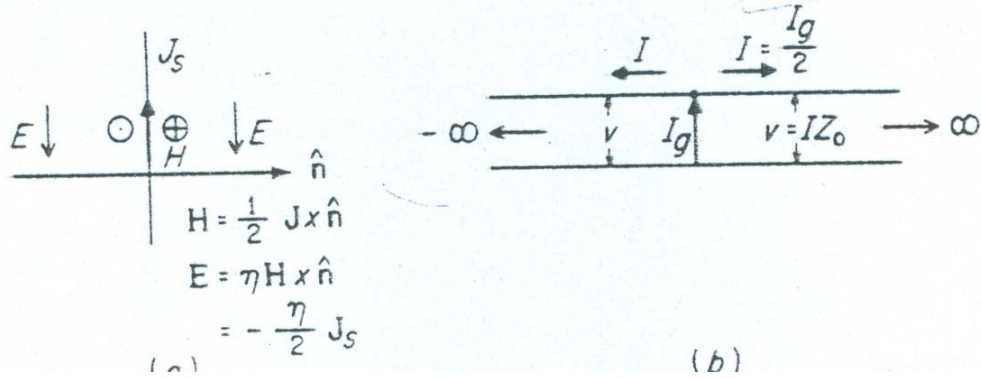
$$\hat{J}_s = \hat{n} \times (H_{1t} - H_{2t})$$

خواهیم داشت:

$$\hat{J}_s = \hat{m} \times 2H_{1t}$$

$$|H_{1t}| = J_s / 2$$

اما چون منبع بینهایت است ، پس موج صفحه ای بوده و دامنه موج در هر فاصله ای از صفحه جریاندار ، همان دامنه موج



شکل ۵-۱۰

مماسی روی صفحه است. بنابراین مقدار و جهت میدان مغناطیسی در دو طرف ، برابر است با

$$H_1 = J_s / 2 \times \hat{n}$$

$$H_2 = -J_s / 2 \times \hat{n}$$

چون منبع میدان صفحه ای و با ابعاد بینهایت است ، و میدانهای مغناطیسی در دو طرف صفحه در جهت مخالفند ، پس با توجه به جهت انتشار موج در دو جهت مخالف ، باید میدانهای الکتریکی در دو طرف مساوی و هم جهت بوده و نسبت دامنه آنها با میدان مغناطیسی η باشد. یعنی

$$E = \eta H$$

$$E_1 = E_2 = -\eta J_s / 2$$

معادل مدار چنین حالتی نیز در سمت راست کشیده شده است.

در حالت دوم ، اگر جریان مغناطیسی صفحه ای در جهت x داشته باشیم ، بنابه همان استدلال ها ، میدانها در دو

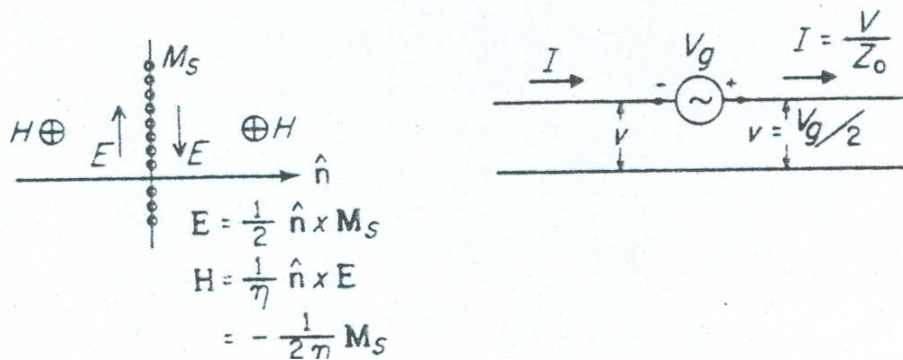
طرف صفحه برابر خواهند بود با

$$M_{xx} = -\hat{n} \times (E_{1t} - E_{2t}) = -\hat{n} \times 2E_{1t}$$

$$|E_{1t}| = M_s / 2$$

$$E_1 = -M_s / 2 \times \hat{n}$$

$$E_2 = M_s / 2 \times \hat{n}$$



شکل ۶-۱۰

و میدانهای مغناطیسی در دو طرف بصورت زیرند:

$$H = E/\eta$$

$$H_1 = H_2 = -M_s/(2\eta)$$

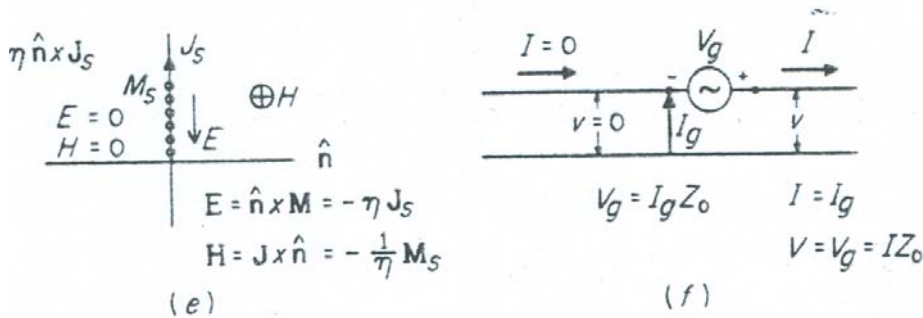
در این حالت نیز دوگانی مداری، در قسمت راست نشان داده شده است.

حال اگر حالتی را در نظر بگیریم که هر دو جریان الکتریکی و مغناطیسی وجود داشته و نسبت دامنه آنها برابر با

یکدیگر کم میشوند. براحتی میتوان نشان داد که میدانهای طرف چپ، مساوی و با جهت مخالف بوده و یکدیگر را حذف میکنند. بنابراین در این حالت در پشت (سمت چپ) صفحات جریان، میدان صفر است. معادل مداری نیز برای حالتی که $V_g = Z_0 I_g$ باشد، نشان داده شده است.

در حالت اخیر که میدانهای پشت صفر هستند، پس هر تغییری در پشت صفحات جریان، تاثیری روی مساله نخواهد

داشت. یک حالت آن است که پشت صفحه را پر از هادی الکتریکی کنیم.



شکل ۷-۱۰

در این صورت تصاویر جریان الکتریکی با جریان اصلی دارای جهت مخالف بوده، و چون هردو به صفحه چسبیده اند، پس اثر کل جریان الکتریکی صفر میشود. ولی جریان مغناطیسی، چون تصویرش با خودش هم جهت است، اثرش دو برابر شده و صفحه هادی الکتریکی حذف خواهد شد. معادل مداری نیز نشان داده شده است که اثر منبع جریان الکتریکی حذف شده و فقط اثر منبع ولتاژ باقی خواهد ماند.

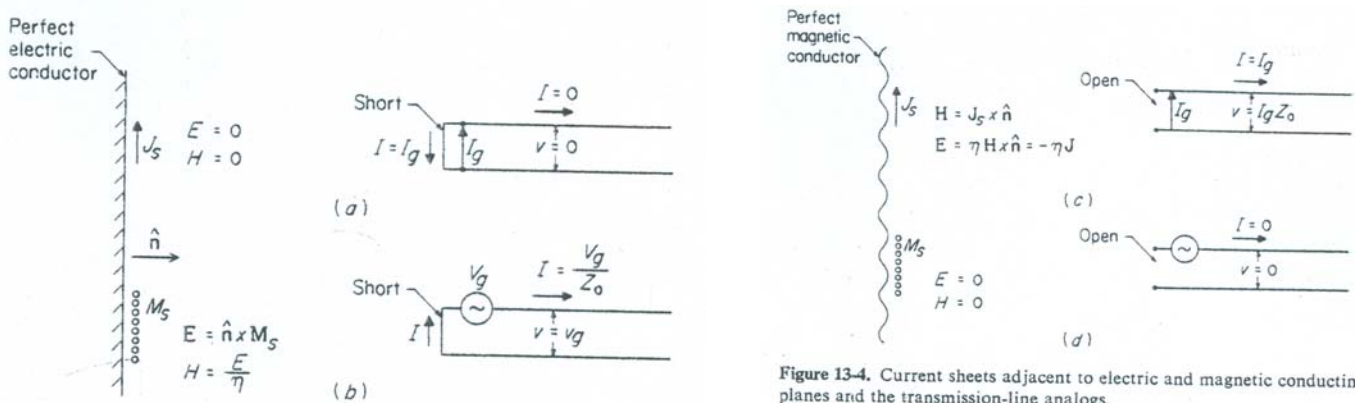


Figure 13-4. Current sheets adjacent to electric and magnetic conducting planes and the transmission-line analogs.

شکل ۸-۱۰

یک حالت دیگر آن است که پشت صفحه را پر از هادی مغناطیسی کنیم. در این صورت تصاویر جریان مغناطیسی با جریان اصلی دارای جهت مخالف بوده، و چون هر دو به صفحه چسبیده اند، پس اثر کل جریان مغناطیسی صفر میشود. ولی جریان الکتریکی، چون تصویرش با خودش هم جهت است، اثرش دو برابر شده و صفحه هادی مغناطیسی حذف خواهد شد. معادل مداری نیز نشان داده شده است که اثر منبع ولتاژ الکتریکی حذف شده و فقط اثر منبع جریان باقی خواهد ماند.

در حالات بالا مشاهده میشود که معادل مداری جریان الکتریکی، منبع جریان، معادل مداری جریان مغناطیسی، منبع ولتاژ، معادل مداری صفحه هادی الکتریکی، اتصال کوتاه و معادل مداری صفحه هادی مغناطیسی، اتصال باز است. هم چنین دیدیم که اگر جریانهای الکتریکی و مغناطیسی عمود برهم و با نسبت η وجود داشته باشند، میدانها در یک طرف صفر و در طرف دیگر مخالف صفر خواهند بود.

۱۰-۵- منابع جریان اعمالی و القائی Impressed and induced current sources

در این بحث می بینیم که چگونه میتوان منابع جریان و ولتاژ الکتریکی را به صورت منابع جریان الکتریکی و مغناطیسی بیان کرد. منابع ولتاژ و جریان در مدار، عبارتند از منابعی که تولید ولتاژ و جریان کرده و امپدانس داخلی آنها به ترتیب، صفر و بینهایت است. در معادلات ماکسول، میدانها توسط جریانهای الکتریکی و مغناطیسی (یا بارهای الکتریکی و مغناطیسی) بوجود می آیند. بنابراین تبدیل منابع مداری به این منابع برای ما لازم است.

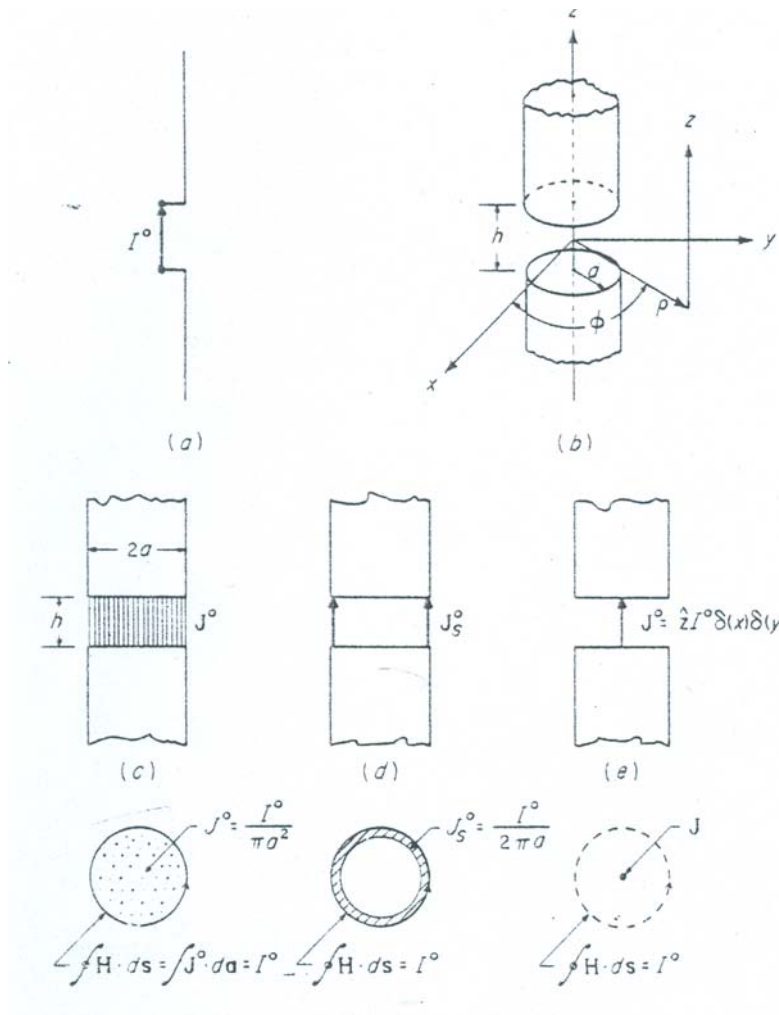
در معادلات ماکسول، مثلا جریان الکتریکی J ، ممکن است جریان یک اشعه الکترونی در یک تفنگ الکترونی که در لامپهای اشعه کاتودیک بکار میروند، باشد. این جریان را اعمالی مینامیم. ویا ممکن است که در اثر تابش یک موج روی سطح هادی به وجود آمده باشد، که در این صورت منبع القائی نامیده میشود. در زیر ما به چگونگی کاربرد این منابع در آنتن ها می پردازیم.

۱۰-۵-۱- منابع اعمالی

در شکل زیر قسمت a ، یک منبع جریان بصورت مداری یک دی پل را تغذیه کرده است. در شکل b دو دی پل با فاصله هوایی h قرار گرفته اند. در این حالت میتوانیم جریان اعمالی I^0 را بصورت های e, d, c نشان دهیم. در حالت c جریان I^0 به صورت دانسیته جریان یکنواخت با دانسیته $J^0 = I^0 / (\pi a^2)$ ، و در حالت d بصورت جریان سطحی با دانسیته $J_s^0 = I^0 / (2\pi a)$ است. در حالت e همه جریان بصورت یک دلتا فانکشن از نقطه $x=0, y=0$ در جهت z (بصورت $J^0 = I^0 \delta(x) \delta(y) \hat{z}$) عمل میشود. با خاموش کردن منبع، دو سر آنتن اتصال باز خواهد بود، همان طور که منبع جریان در مدار، دارای امپدانس داخلی بی نهایت است.

حال به بیان شکل منبع ولتاژ می پردازیم. در شکل ۱۰-۱۰، منبع ولتاژ بصورت مداری و موجی نشان داده شده است.

در حالت مداری شکل a برای دو نقطه A, B میتوانیم بنویسیم



شکل ۹-۱۰

$$V^o = V_B - V_A = - \int_A^B E \cdot dl = - \int_{ACB} E \cdot dl$$

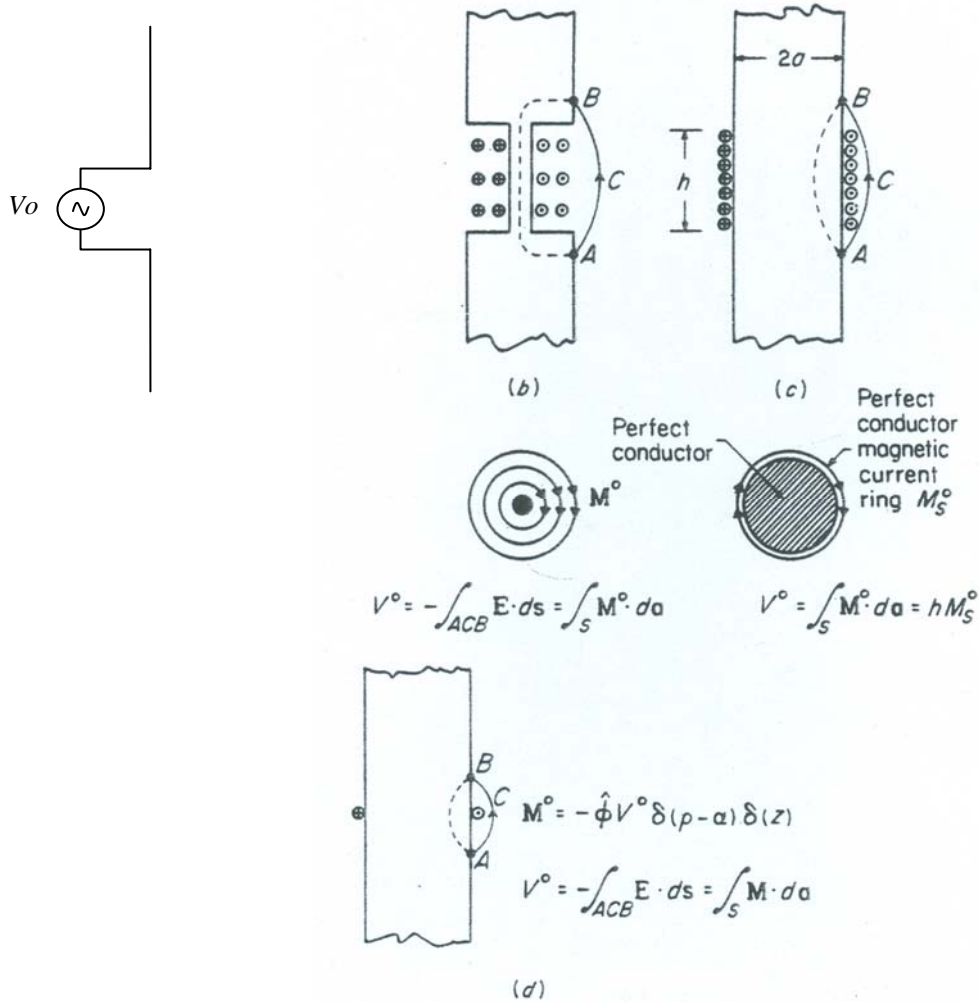
در حالت b ، فرض می‌کنیم که به دور آنتن، یک جریان مغناطیسی پیچیده شده است. با استفاده از رابطه $\nabla \times (-E) = M + B^o$ ، اگر سطح کوچک باشد، بطوری که بتوان شار مغناطیسی را صفر گرفت، میتوان نوشت (D نقطه ای از مسیر در داخل آنتن است):

$$\nabla \times (-E) = M + B^o \Rightarrow - \oint_{ACBDA} E \cdot dl = \oint_S M^o \cdot ds$$

اما مقدار میدان الکتریکی در داخل آنتن، یعنی مسیر BDA صفر است و بنابراین انتگرال تبدیل به مقدار زیر میشود:

$$- \int_{ACB} E \cdot dl = \oint_S M^o \cdot ds$$

طرف چپ عبارت بالا عبارت است از ولتاژ دو نقطه A, B در آنتن، که در حقیقت، این بار توسط جریان مغناطیسی M^o



شکل ۱۰-۱۰

ایجاد شده است. اگر این ولتاژ برابر با ولتاژ V^o در حالت مداری باشد، پس هر دو مساله یکی خواهند بود. یعنی اگر

$$V^o = \oint_S \mathbf{M}^o \cdot d\mathbf{s}$$

باشد، میتوان بجای منبع ولتاژ مداری، از منبع جریان مغناطیسی استفاده کرد. در این حالت نیز میتوان روش تحریک با منبع جریان مغناطیسی را بصورت های مختلف، متناسب با نوع مساله، انتخاب کرد. اگر جریان از یک سطح مقطع s عبور کند مقدار $M_s^o = V^o / h$ است. اگر جریان فقط روی محیط آنتن، بصورت سطحی، پیچیده شده باشد مقدار $M_s^o = V^o / h$ خواهد بود. و اگر همه جریان در یک حلقه تکی دور آنتن باشد، که معمولاً از این روش استفاده میشود، میتوان آن را بصورت دلتا فانکشن نشان داد یعنی

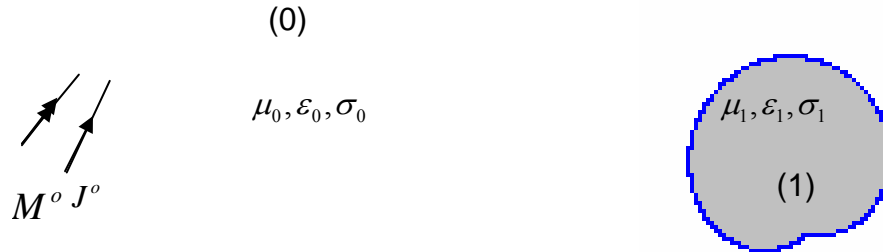
$$\mathbf{M}^o = V^o \delta(\rho - a) \delta(z) (-\hat{\phi})$$

که بیان کننده جریان چسبیده به بدنه آنتن و در مبداء مختصات است. علامت منها بخاطر آنست که جهت جریان مغناطیسی طوری در نظر گرفته شده که ولتاژ نقطه B مثبت باشد. با خاموش کردن منبع ولتاژ در مدار، امپدانس صفر است. در این جا نیز با خاموش شدن منبع جریان مغناطیسی، دو سر آنتن اتصال کوتاه است.

۱۰-۵-۲- منابع القائی

با روشی که در این مبحث گفته میشود ، میتوانیم یک محیط غیر فعال (یا اسکترر) را به منبع تبدیل کنیم و معادل قضیه جایگزینی، در مدار است.

فرض کنیم منابع J^0, M^0 در محیطی با مشخصات $\mu_0, \epsilon_0, \sigma_0$ واقع شده و ضمناً محیط محدودی با مشخصات $\mu_1, \epsilon_1, \sigma_1$ نیز در فضا وجود داشته باشد.



شکل ۱۰-۱۱

میتوانیم معادلات ماکسول را برای دو محیط ، بصورت زیر بنویسیم. برای محیط (0)

$$\nabla \times H = J^o + \sigma_o E + j\omega\epsilon_o E = J^o + y_o E$$

$$\nabla \times (-E) = M^o + j\omega\mu_o H = M^o + z_o H$$

که $z_o = j\omega\mu_o$ و $y_o = \sigma_o + j\omega\epsilon_o$ است. و هم چنین برای محیط (1)

$$\nabla \times H = \sigma_1 E + j\omega\epsilon_1 E = y_1 E$$

$$\nabla \times (-E) = j\omega\mu_1 H = z_1 H$$

که $y_1 = \sigma_1 + j\omega\epsilon_1$ و $z_1 = j\omega\mu_1$ فرض شده است. در معادلات بالا ، H, E میدانهای موجود در هر محیط ، هنگامی که اسکترر در فضا قرار گرفته، یعنی در مساله اصلی ، هستند. اما میتوانیم میدانهای داخل اسکترر را بصورت زیر بنویسیم

$$\nabla \times (-E) = z_1 H + z_o H - z_o H = M^1 + z_o H$$

$$\nabla \times H = y_1 E = y_1 E + y_o E - y_o E = J^1 + y_o E$$

که در آن ها

$$J^1 = (y_1 - y_o)E$$

$$M^1 = (z_1 - z_o)H$$

هستند. اگر معادلات در دو محیط را با هم مقایسه کنیم:

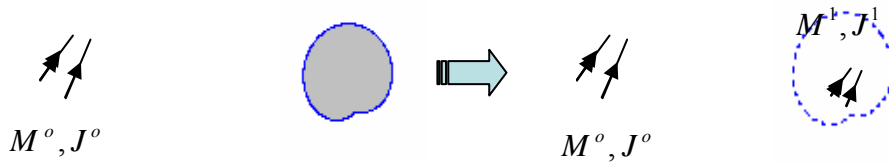
$$\nabla \times (-E) = M^o + z_o H$$

$$\nabla \times (-E) = M^1 + z_o H$$

$$\nabla \times H = J^o + y_o E$$

$$\nabla \times H = J^1 + y_o E$$

به این نتیجه میرسیم که محیط اسکترر نیز به محیط فضای آزاد تبدیل شده و فقط باید جریان های J^1 و M^1 در آن در نظر گرفته شوند، که این جریان ها را، منابع القائی مینامیم. یعنی مساله بالا ، بصورت زیر در آمده است که کل محیط ، فضای آزاد است و علاوه بر منابع اعمالی اصلی ، این منابع القائی هم در محلی که اسکترر قرار گرفته بوده ، وجود دارند.



شکل ۱۰-۱۲

پس برای معادلات میدانها، میتوان بطور کلی نوشت :

$$\nabla \times H = J^0 + J^1 + y_0 E$$

$$\nabla \times (-E) = M^0 + M^1 + z_0 H$$

البته باید توجه داشت که مساله آسان نشده است. زیرا در تعیین منابع القائی ، احتیاج به دانستن میدانهای الکتریکی و مغناطیسی داخل اسکترر در مساله اصلی است، که برای بدست آوردن آن باید مساله اصلی (منابع اصلی همراه با اسکترر در فضا) را حل کرد ، که معمولاً مشکل است. ولی در حالات خاص ، میتوان با تقریب این میدانها را تخمین زده و مساله را حل کرد. البته راه حل مساله اصلی ، اکثراً روشهای عددی است.

اگر میدان های منابع اعمالی را با E_i, H_i و میدانهای منابع القائی را با E_s, H_s نشان دهیم خواهیم داشت:

$$\nabla \times H_i = J^0 + y_0 E_i$$

$$\nabla \times (-E_i) = M^0 + z_0 H_i$$

و همین طور

$$\nabla \times H_s = J^1 + y_0 E_s$$

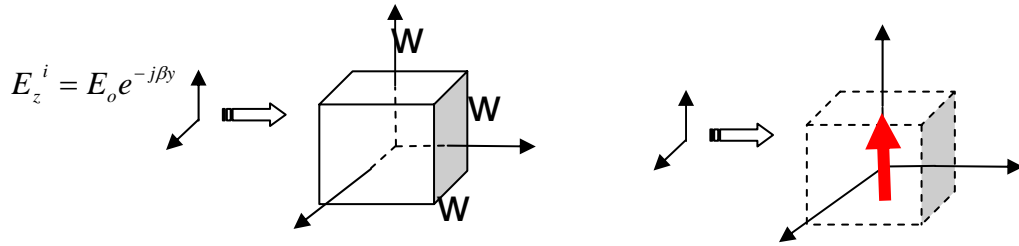
$$\nabla \times (-E_s) = M^1 + z_0 H_s$$

$$E = E^i + E^s$$

$$H = H^i + H^s$$

میدانهای E_i, H_i و هم چنین E_s, H_s ، هیچکدام با میدانهای مساله اصلی در روابط قبلی یکی نیستند. E_i, H_i ، میدانهای منابع اصلی ، وبدون حضور اسکترر در فضا بوده و E_s, H_s هم میدانهای منابع القائی اند. منابع القائی فقط با دانستن میدانهای داخل اسکترر در مساله اصلی تعیین میشوند، و همان طور که قبلاً گفته شد ، در مساله های خاص ، با تقریب ، تخمین زده میشوند. مثال زیر مطلب را روشن میکند.

مثال : اسکترینگ از یک مکعب دی الکتریک کامل با $\mu = \mu_0$ و $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ و ابعاد $w \ll \lambda$.



شکل ۱۰-۱۳

فرض کنیم یک موج صفحه ای بصورت $E_z^i = E_0 e^{-j\beta y}$ و $H_x^i = H_0 e^{-j\beta y}$ ، از سمت چپ شکل می تابد و مکعب در مبداء مختصات قرار گرفته است. برای حل این مساله باید جنس مکعب را به جریانهای القائی تبدیل کنیم. اما چون $\mu = \mu_0$ است پس $M^1 = (z_1 - z_0)H = j\omega(\mu - \mu_0) = 0$ بوده، ولی $J^1 = (y_1 - y_0)E = j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)E$ است، که E میدان داخل دی الکتریک در مساله اصلی است. برای سهولت چون $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ است، با تقریب میدان E را همان میدان E_0 ، یعنی میدان تابشی، موقعی که دی الکتریکی در فضا وجود ندارد، میگیریم و به این ترتیب جریان القائی با تقریب مشخص میشود. یعنی

$$J_z^1 = j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)E_0$$

که چون مکعب خیلی کوچک است، میدان در مبداء، حساب شده است. البته توجه کنید که در رابطه جریان مقدار $\varepsilon \neq \varepsilon_0$ انتخاب کرده ایم که جریان صفر نشود. پس اکنون مساله تبدیل به یک موج تابشی و یک موج پخش شده توسط جریان القائی است. اما چون مکعب خیلی کوچک در نظر گرفته شده، میتوان آن را به صورت یک عنصر جریان با طول $dl = dw$ و جریان $I^1 = J_z^1 w^2$ در نظر گرفت به طوری که

$$Idl = (J_z^1 w^2)w = (y_1 - y_0)E_0 w^3 = j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)E_0 w^3$$

و بنابراین میدان اسکتر شده توسط این دی پل برابر با

$$E_\theta^s = \frac{j60\pi Idl}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin(\theta) = \frac{j60\pi(j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)E_0 w^3)}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin(\theta)$$

بوده و میدان کلی هم از رابطه زیر به دست می آید.

$$E = E_z^i \hat{z} + E_\theta^s \hat{\theta}$$

برای حالتی که دی الکتریک با فضا اختلاف زیادی داشته باشد، میتوان از روش تکرار استفاده کرد. به این معنی که ضریب دی الکتریک را کم کم زیاد کرده و میدان داخل اسکتر در هر مرحله را مجموعه میدان تابش و میدان منبع القائی مرحله قبلی میگیریم. و تکرار را آن قدر ادامه میدهیم که به مقدار ضریب دی الکتریک واقعی برسیم.

۱۰-۶-۱- قضیه هم پاسخی در امواج

در اینجا ما رابطه ای را پیدا میکنیم که همانند قضیه هم پاسخی در مدار، میدان ها و منابع دو منبع مختلف را بهم مربوط میکند. بعدا خواهیم دید که قضیه هم پاسخی مداری، حالت خاص قضیه هم پاسخی در امواج است. این روابط کاربرد فراوانی در حل مسائل الکترومغناطیس دارند.

۱۰-۶-۱- انتگرال لورنتس

فرض کنیم که در محیطی خطی (μ, ϵ, σ مستقل از میدان) و ایزوتروپیک (μ, ϵ, σ مستقل از جهت)، دو منبع J^a, M^a و J^b, M^b ، میدانهای E^a, H^a و E^b, H^b را ایجاد میکنند. در این صورت میتوان نوشت:

$$\nabla \times H^a = J^a + y E^a \quad \nabla \times (-E^a) = M^a + z H^a$$

$$\nabla \times H^b = J^b + y E^b \quad \nabla \times (-E^b) = M^b + z H^b$$

فرض آن است که هر دو منبع در یک محیط تشعشع کرده و دارای فرکانس یکسان هستند. البته محیط میتواند هموژن نباشد و ضمنا هر دو منبع لازم نیست همزمان تشعشع کنند، زیرا فرض آن است که منابع شفاف (*Transparent*) بوده و روی هم اثری ندارند. هم چنین فرض آن است که محیط در هر دو حالت روشن بودن هر یک از منابع، تغییر نکند. میتوانیم بنویسیم

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (E^b \times H^a - E^a \times H^b) &= H^a \cdot \nabla \times E^b - E^b \cdot \nabla \times H^a - H^b \cdot \nabla \times E^a + E^a \cdot \nabla \times H^b \\ &= -H^a \cdot z H^b - E^b \cdot y E^a + H^b \cdot z H^a + E^a \cdot y E^b + E^a \cdot J^b - H^a \cdot M^b - E^b \cdot J^a + H^b \cdot M^a \end{aligned}$$

با توجه به اینکه $H^a \cdot z H^b = H^b \cdot z H^a$ و هم چنین $E^b \cdot y E^a = E^a \cdot y E^b$ است (بعلت خصوصیات خطی و ایزوتروپیک بودن محیط)، بنابراین رابطه بصورت زیر ساده میشود

$$\nabla \cdot (E^b \times H^a - E^a \times H^b) = E^a \cdot J^b - H^a \cdot M^b - E^b \cdot J^a + H^b \cdot M^a$$

اگر از دو طرف رابطه در یک حجم معین انتگرال بگیریم، خواهیم داشت:

$$\iiint_v \nabla \cdot (E^b \times H^a - E^a \times H^b) dv = \iiint_v (E^a \cdot J^b - H^a \cdot M^b - E^b \cdot J^a + H^b \cdot M^a) dv$$

با تبدیل انتگرال سمت چپ به انتگرال روی سطح بسته آن حجم داریم

$$\oiint_s (E^b \times H^a - E^a \times H^b) \cdot \vec{ds} = \iiint_v (E^a \cdot J^b - H^a \cdot M^b - E^b \cdot J^a + H^b \cdot M^a) dv$$

این رابطه، انتگرال لورنتس *Lorentz* است. حجم و سطح روی آن، کاملا اختیاری هستند. یعنی میتوانند همه یا قسمتی و یا هیچ یک از منابع داخل حجم نباشند. حالات خاص این انتگرال نتایج جالبی دارد.

۱۰-۶-۱-۱- حالت خاص ۱: همه منابع خارج سطح S هستند

در این صورت، سمت راست انتگرال لورنتس صفر شده و داریم:

$$\oiint_s (E^b \times H^a - E^a \times H^b) \cdot \vec{ds} = 0$$

۱۰-۶-۱-۲- حالت خاص ۲: همه منابع داخل سطح S هستند-قضیه هم پاسخی در امواج

اگر همه منابع داخل حجم باشند، بنابراین انتگرال سمت راست رابطه انتگرال لورنتس، چون فقط جایی که منابع موجودند مقدار دارد، مقدار ثابتی بوده و به حجم بستگی ندارد. در نتیجه انتگرال سمت چپ هم به سطح بستگی نداشته و مقداری ثابت است. برای تعیین این مقدار ثابت، انتگرال سمت چپ را روی کره ای به شعاع بینهایت حساب میکنیم. اما در فاصله دور میدانها صفحه ای بوده و بر سطح کره مماس اند و بهر حال میتوان نوشت:

$$E^a = \eta \hat{H}^a \times \hat{r}, \quad E^b = \eta \hat{H}^b \times \hat{r}$$

اگر از اتحاد $(A \times B) \times C = (C \cdot A)B - (C \cdot B)A$ استفاده کنیم و مقادیر بالا را در سمت چپ انتگرال بکار ببریم خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \oiint_s (E^b \times H^a - E^a \times H^b) \cdot \vec{ds} &= \oiint_s (E^b \times H^a - E^a \times H^b) \cdot \hat{r} ds \\ &= \eta \oiint_s (\hat{H}^b \times \hat{r}) \times H^a - (\hat{H}^a \times \hat{r}) \times H^b \cdot \hat{r} ds \\ &= \eta \oiint_s [(H^b \cdot H^a) \cdot \hat{r} - (H^a \cdot \hat{r}) H^b] - [(H^a \cdot H^b) \cdot \hat{r} - (H^b \cdot \hat{r}) H^a] \cdot \hat{r} ds \end{aligned}$$

در رابطه بالا، عبارات اول و سوم با یکدیگر حذف میشوند. و عبارات دوم و چهارم، بخاطر آنکه H^b, H^a, \hat{r} بر هم عمودند، صفر خواهند شد. بنابراین طرف سمت چپ رابطه، در حالتی که همه منابع داخل حجم هستند، صفر شده، پس طرف سمت راست هم برابر با صفر است. یعنی

$$\iiint_v (E^a \cdot J^b - H^a \cdot M^b - E^b \cdot J^a + H^b \cdot M^a) dv = 0$$

و یا

$$\iiint_v (E^a \cdot J^b - H^a \cdot M^b) dv = \iiint_v (E^b \cdot J^a - H^b \cdot M^a) dv$$

این رابطه، قضیه هم پاسخی در امواج است.

در ادامه چند نوع کاربرد جالب از این قضیه را بیان میکنیم.

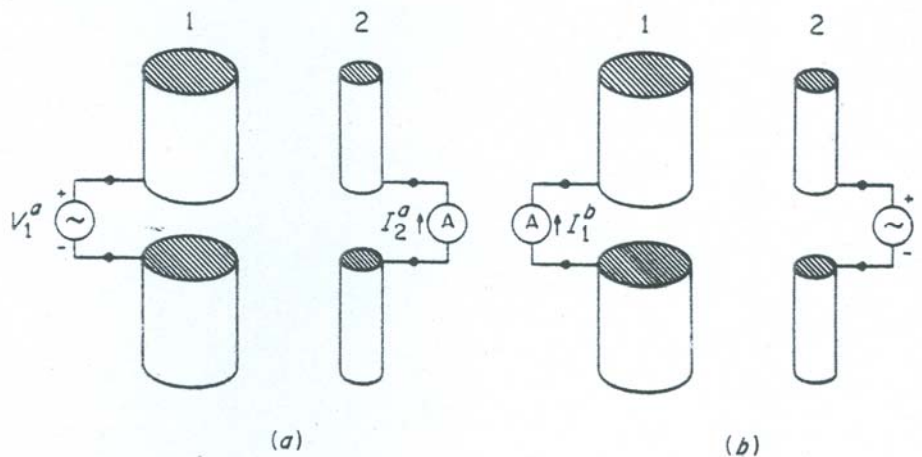
۱۰-۷-۱- کاربرد های قضیه هم پاسخی در امواج

همان طور که قبلا گفته شد این قضیه کاربردهای زیادی دارد که برای نمونه چند مثال را می آوریم.

۱۰-۷-۱- بدست آوردن قضیه هم پاسخی مدار از امواج

اگر ترمینالهای دو آنتن ۱ و ۲ را یک مدار چهار قطبی در نظر بگیریم، میتوان قضیه هم پاسخی مدار را برای منابع ولتاژ V_1^a, V_2^b و جریان های اتصال کوتاه I_1^a, I_2^b ، بر اساس شکل زیر، به این صورت بنویسیم

$$\frac{V_1^a}{I_2^a} = \frac{V_2^b}{I_1^b}$$

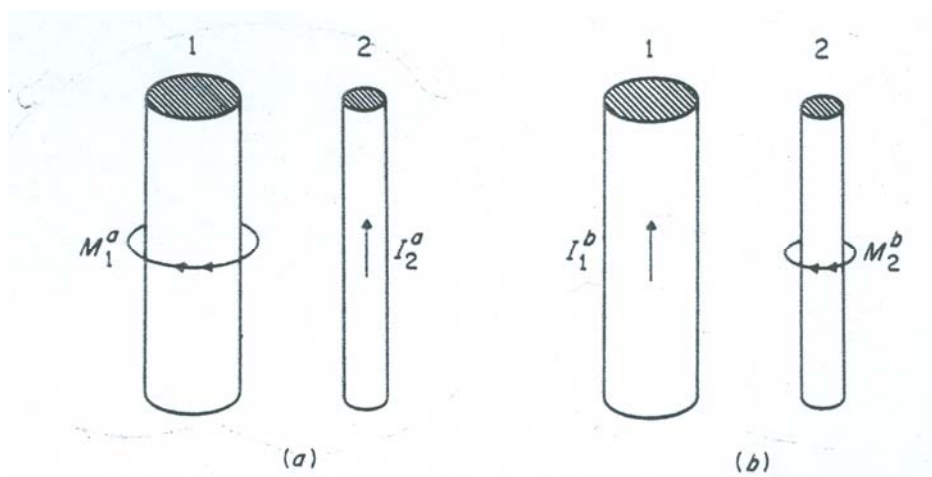


شکل ۱۰-۱۴

در حالت a آنتن ۱ با منبع ولتاژ V_1^a تغذیه شده و تشعشع آن I_2^a را در آنتن ۲ به وجود می‌آورد. و در حالت b آنتن ۲ با منبع ولتاژ V_2^b تغذیه شده و جریان I_1^b را در آنتن ۱ ایجاد میکند. در هر دو حالت، ترمینال آنتن‌ها در صورت خاموش بودن منابع، اتصال کوتاه است. ضمناً در هر دو حالت محیط هیچ تغییری نکرده است.

برای بررسی این مساله از راه موج، منابع ولتاژ را به منابع جریان مغناطیسی

بصورت $M_1^a = V_1^a \delta(\rho - a_1) \delta(z) (-\hat{\phi})$ و $M_2^b = V_2^b \delta(\rho - a_2) \delta(z) (-\hat{\phi})$ ، مطابق شکل زیر تبدیل میکنیم.



شکل ۱۰-۱۵

با استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج در این حالت یعنی

$$\iiint_v (E_1^a \cdot J_2^b - H_1^a \cdot M_2^b) dv = \iiint_v (E_2^b \cdot J_1^a - H_2^b \cdot M_1^a) dv$$

برای میدان‌ها و منابع دو آنتن، با توجه به اینکه در هر دو آنتن منبع جریان الکتریکی صفر است، و ضمناً منابع جریان مغناطیسی بصورت حلقه‌ای دور آنتن‌ها هستند، میتوان نوشت:

$$\oint_{\text{around ant.2}} (H_1^a \cdot M_2^b) \rho d\rho d\phi dz = \oint_{\text{around ant.1}} (H_2^b \cdot M_1^a) \rho d\rho d\phi dz$$

باید توجه داشت که انتگرال ها دور کمر آنتن ها ، جایی که جریان های مغناطیسی پیچیده شده اند، گرفته میشوند. با قراردادن مقادیر منابع جریان مغناطیسی در رابطه بالا داریم

$$\oint_{\text{around ant.2}} (H_1^a \cdot V_2^b \delta(\rho - a_2) \delta(z) (-\hat{\phi})) \rho d\rho d\phi dz = \oint_{\text{around ant.1}} (H_2^b \cdot V_1^a \delta(\rho - a_1) \delta(z) (-\hat{\phi})) \rho d\rho d\phi dz$$

در ضرب داخلی بالا ، فقط مولفه ϕ از میدانهای مغناطیسی موثر بوده و دلتا فانکشن ها مشخص میکنند که باید انتگرال در کجا انجام شده $(z=0, \rho = a_1, a_2)$ و مقادیر تابع ها چقدر است . پس خواهیم داشت :

$$V_2^b \oint_{\text{around ant.2}} H_{1\phi}^a \delta(\rho - a_2) \delta(z) \rho d\rho d\phi dz = V_1^a \oint_{\text{around ant.1}} H_{2\phi}^b \delta(\rho - a_1) \delta(z) \rho d\rho d\phi dz$$

ویا

$$V_2^b \oint_{\text{around ant.2}} H_{1\phi}^a \Big|_{\rho=a_2} a_2 d\phi = V_1^a \oint_{\text{around ant.1}} H_{2\phi}^b \Big|_{\rho=a_1} a_1 d\phi$$

انتگرال ها در هر طرف ، برابر جریان گذرنده از آنتن در حالت گیرندگی است . پس :

$$V_2^b I_2^a = V_1^a I_1^b$$

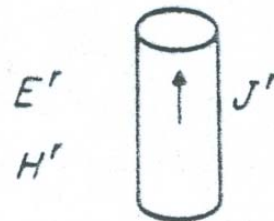
$$\frac{V_1^a}{I_2^a} = \frac{V_2^b}{I_1^b}$$

که همان قضیه هم پاسخی در مدار است. ملاحظه میشود که ، در حقیقت قضایای مداری ، شکل ساده شده قضایای موج است.

۱۰-۷-۲- تعیین جریان اتصال کوتاه آنتن ، با استفاده از قضیه هم پاسخی امواج

فرض کنیم یک منبع جریان J^o ، میدانهای H^i, E^i را در فضای خالی ایجاد کند . حال اگر یک آنتن گیرنده در فضا قرار گیرد ، واضح است که وضعیت میدان ها بهم خورده و بصورت H^r, E^r در میآید. اندیس r بیانگر میدان در حالت گیرندگی آنتن است. در این حالت یک جریان القایی J^r در آنتن به وجود میآید.

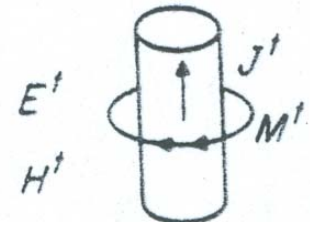
Case (r)
Receiving antenna
(J^r is short-circuit
current at terminals)



شکل ۱۰-۱۶

حال اگر منبع J^o خاموش شده و آنتن با یک منبع جریان اعمالی $M^t = V^t \delta(\rho - a) \delta(z) (-\hat{\phi})$ تغذیه شود، میدان های H^t, E^t در فضا ایجاد شده و جریان القایی J^t نیز در بدنه آنتن وجود خواهد داشت. توجه کنید که آنتن فقط توسط جریان اعمالی مغناطیسی تحریک شده و J^t ، در اثر وجود جسم آنتن در فضا است. اندیس t میدان در حالت فرستندگی آنتن است.

Case (f)
 Transmitting antenna
 (M^f represents applied
 voltage V^f)



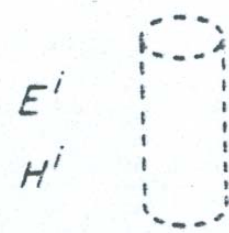
شکل ۱۰-۱۷

برای دو حالت اخیر، که در هر دو حالت، جسم آنتن در فضا وجود دارد، میتوان قضیه هم پاسخی را بصورت زیر نوشت:

$$-\int H^f \cdot M^f dv = \int E^f \cdot J^o dv$$

حال یک وضعیت دیگر را در نظر میگیریم، که فقط منبع J^o در فضا وجود داشته و میدانها H^i, E^i هستند.

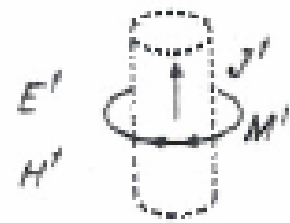
Case (i)
 Incident field in
 free space
 (Antenna removed)



شکل ۱۰-۱۸

اگر در حالتی که آنتن فرستنده میشود، جسم آنتن را با جریان القائی جایگزین کنیم، مثل آن است که آنتن در فضا وجود نداشته و فقط منبع اصلی تحریک آنتن (اعمالی) و منبع القائی جایگزین شده بجای جسم آنتن، وجود دارند. پس فضا همچنان خالی است.

Case (f)
 Transmitting antenna
 (M^f represents applied
 voltage V^f)



شکل ۱۰-۱۹

توجه میکنید که میدانهای این حالت با حالتی که جسم آنتن در فضا وجود دارد کاملاً یکی بوده و همان H^f, E^f هستند. پس برای دو حالت اخیر، داریم

$$\int (E^i \cdot J^f - H^i \cdot M^f) dv = \int E^f \cdot J^o dv$$

از مقایسه دو رابطه برای دو حالت فوق نتیجه میشود که

$$\int (E^i \cdot J^f - H^i \cdot M^f) dv = \int H^f \cdot M^f dv$$

در این جا نیز چون جریان منبع مغناطیسی در جهت φ است ، پس مولفه های میدانهای مغناطیسی در این جهت در انتگرال موثر بوده و داریم:

$$\oint H_{\varphi}^r V^t \delta(\rho-a) \delta(z) \rho d\rho d\varphi dz = \int E^i . J^t dv + \oint H_{\varphi}^i V^t \delta(\rho-a) \delta(z) \rho d\rho d\varphi dz$$

که با توجه به اینکه انتگرال در دور آنتن (محل قرار گرفتن منبع اعمالی جریان مغناطیسی) انجام میشود، و وجود دلتا فانکشن ها ، انتگرال بصورت زیر در میآید

$$V^t \oint H_{\varphi}^r a d\varphi = \int E^i . J^t dv + V^t \oint H_{\varphi}^i a d\varphi$$

اما اگر مثلا آنتن در جهت z و H^i در جهت x باشد، بنابراین $H_{\varphi}^i = H^i \cos(\varphi)$ شده و اگر شعاع آنتن به اندازه کافی کوچک باشد که بتوان مقدار H^i را تقریبا ثابت فرض کرد، بنابراین

$$\int_0^{2\pi} H_{\varphi}^i a d\varphi = \int_0^{2\pi} H^i \cos(\varphi) a d\varphi = H^i a \int_0^{2\pi} \cos(\varphi) d\varphi = 0$$

خواهد بود. البته باید توجه داشت که در مورد H_{φ}^r نمیتوان این کار را کرد زیرا این میدان در محل آنتن از نظر جهت و مقدار ثابت نیست. بنابراین داریم

$$V^t \oint H_{\varphi}^r a d\varphi = \int E^i . J^t dv$$

اما انتگرال سمت چپ ، مقدار جریان اتصال کوتاه آنتن در حالت گیرندگی است پس:

$$V^t I_{sc} = \int E^i . J^t dv$$

$$I_{sc} = \frac{1}{V^t} \int E^i . J^t dv$$

با دقت در رابطه بالا می بینیم که این همان رابطه ای است که در مبحث طول موثر آنتن ها با استفاده از قضایای مداری بدست آوردیم . با در نظر گرفتن منبع جریان بجای منبع ولتاژ ، میتوان ثابت کرد که رابطه زیر برای ولتاژ اتصال باز هم صادق است.

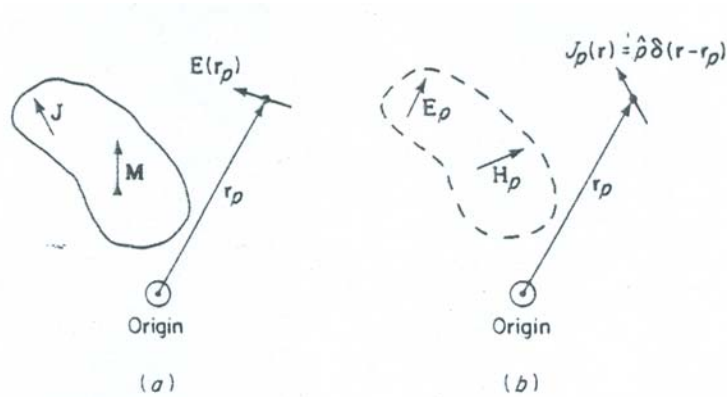
$$V_{oc} = -\frac{1}{I^t(0)} \int E^i . J^t dv$$

۱۰-۷-۳- بدست آوردن میدانهای یک آنتن دلخواه با استفاده از میدانهای یک آنتن مشخص

یک منبع محدود با جریانهای اعمالی J^a, M^a در نظر میگیریم . هم چنین یک آنتن با جریان $J^b(r) = \hat{p} \delta(r-r_p)$ نیز در فاصله r_p از مبدا مختصات فرض میکنیم. جهت آنتن عنصر جریان ، جهت این آنتن ، در جهت دلخواه \hat{p} است.

با استفاده از قضیه هم پاسخی ، میتوانیم بنویسیم :

$$\iiint_{on b} E^a . J^b(r) dv = \iiint_{on a} (E^b . J^a - H^b . M^a) dv$$



شکل ۱۰-۲۰

اما چون $J^b(r) = \hat{p} \delta(r - r_p)$ است، پس

$$\iiint_{on\ b} E^a \cdot \hat{p} \delta(r - r_p) dv = \iiint_{on\ a} (E^b \cdot J^a - H^b \cdot M^a) dv$$

$$E^a(r_p) \hat{p} = \iiint_v (E^b \cdot J^a - H^b \cdot M^a) dv$$

به این ترتیب میدان منبع a در نقطه p و در جهت \hat{p} مشخص میشود. E^b, H^b میدان های آنتن با جریان دلتا فانکشن است یعنی

$$A \hat{p} = \frac{\mu}{4\pi} \int J^b(r) \frac{e^{-j\beta r}}{r} dv = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{e^{-j\beta r}}{r} \hat{p} \delta(r - r_p) dv = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r_p}}{r_p} \hat{p}$$

که این در حقیقت پتانسیل برداری آنتن عنصر جریانی با $Idl = 1$ (عنصر جریان واحد) است. پس برای فاصله های دور داریم:

$$E_\theta = \frac{j60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r_p}}{r_p} \sin(\theta)$$

$$H_\phi = E_\theta / \eta$$

توجه کنید که θ, ϕ نسبت به مختصات است که آنتن عنصر جریان در آن سنجیده میشود.

۱۰-۷-۴- رابطه دایرکتیویته و سطح موثر با استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج

یک آنتن دلخواه، که میدانهای آن در حالت فرستندگی H^i, E^i است، و یک آنتن عنصر جریان واحد، که میدانهای آن H^t, E^t است، را در نظر میگیریم. مطابق آنچه در مبحث قبل گفتیم، میتوانیم رابطه زیر را بنویسیم (J^a منبع آنتن دلخواه است):

$$E^i = \int E^i \cdot J^a dv$$

اما از طرفی برای آنتن دلخواه داریم :

$$D = \frac{4\pi\phi}{W} = \frac{4\pi r^2 E^{i2} / \eta}{W} = \frac{4\pi r^2 E^{i2} / \eta}{R_r I_a^2(0)}$$

که $I_a(0)$ جریان نقطه تغذیه آنتن و R_r مقاومت تشعشی آن است.

برای حالت گیرندگی آنتن هم میتوانیم در مورد سطح موثر آنتن ، بنویسیم

$$A = \frac{W_r}{P^i} = \frac{V_{oc}^2 / (4R_r)}{P^i} = \frac{[1 / I_a^2(0) \int E^i \cdot J^a dv]^2}{E^{i2} / \eta \times (4R_r)}$$

رابطه بالا با توجه به اینکه $Z_a = -\frac{V_{oc}}{I_{sc}}$ و ضمناً جریان اتصال کوتاه را قبلاً بدست آورده بودیم، نوشته شده است. از روابطی که

برای دایرکتیویته و سطح موثر نوشتیم، نتیجه میشود (بجای E^i مقدار مساویش از رابطه بالا را گذاشته ایم)

$$\frac{D}{A} = \frac{\frac{4\pi r^2 E^{i2} / \eta}{R_r I_a^2(0)}}{\frac{[1 / I_a^2(0) \int E^i \cdot J^a dv]^2}{E^{i2} / \eta \times (4R_r)}} = \frac{4\pi r^2 \times 4E^{i2}}{\eta} = \frac{16\pi r^2 E^{i2}}{\eta}$$

اما E^i ، میدان آنتن عنصر جریان در جهت عمود بر محور آن ($\theta = \pi/2$) است . یعنی

$$E^i = \frac{j60\pi}{r\lambda} e^{-j\beta r}$$

است . پس

$$\frac{D}{A} = \frac{16\pi r^2 (60\pi)^2}{(120\pi)^2 r^2 \lambda^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2}$$

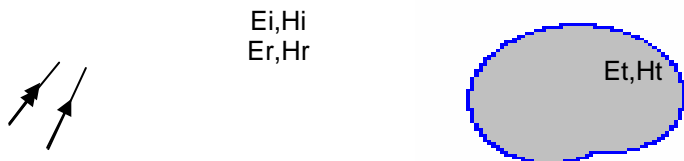
که همان رابطه ای است که قبلاً آن را بیان کرده و قول اثبات آن را در اینجا داده بودیم. علت اینکه $\theta = \pi/2$ گرفته شد ، آن است که میخواهیم در حالتی که فاصله بینهایت است ، توافق پلاریزاسیون بوده و E^i و J^a هم جهت باشند.

۱۰-۸- قضیه القاء Induction Theorem [۷,۱۰]

با استفاده از این قضیه ، میتوان میدان های داخل یک سطح را با استفاده از میدان های مماسی روی آن به دست

آورد.

فرض کنیم منابع M, J در محیط (\circ) بوده و یک محیط با مشخصات (۱) با ابعاد محدود نیز وجود داشت باشد. میدان های بیرون محیط ۱ مجموعه میدان های تابشی E^i, H^i و اسکتر شده E^r, H^r توسط محیط ۱ بوده و میدانهای داخل محیط ۱ برابر با E^t, H^t ، یعنی میدان های عبور کرده به داخل آن محیط است.



شکل ۱۰-۲۱

میدان های E^i, H^i ، میدان های منابع M, J در محیط (\circ) هستند، در حالی که اسکتر در فضا وجود نداشته باشد. شرایط حدی روی اسکتر را میتوانیم بصورت زیر بنویسیم. یعنی میدانهای الکتریکی و مغناطیسی مماسی بر سطح، در داخل و خارج مساوی هستند.

$$E^t = E^i + E^r \quad H^t = H^i + H^r$$

حال اگر بخواهیم میدان های داخل اسکتر، همان E^t, H^t ، بوده ولی میدان های خارج آن فقط E^r, H^r باشند، برای تامین شرایط حدی، باید جریان های سطحی روی سطح اسکتر با مقدار

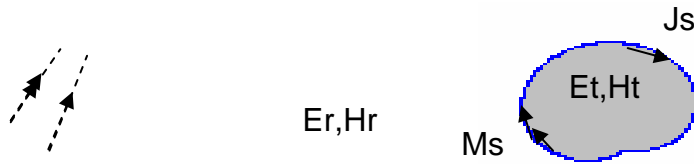
$$J_s = n \times (H^t - H^r) \quad M_s = -n \times (E^t - E^r)$$

وجود داشته باشد. اما چون در روی سطح $E^i = E^t - E^r$ و هم چنین $H^i = H^t - H^r$ است، بنا براین میتوان نوشت:

$$J_s = n \times H^i \quad M_s = -n \times E^i$$

با این منابع سطحی، میدان کل در محیط (\circ) برابر مجموعه میدان های تابشی E^i, H^i (در اثر منابع اصلی در حالتی که اسکتر در فضا نباشد) و میدان های ایجاد شده توسط منابع سطحی M^s, J^s ، یعنی E^r, H^r بوده، و در محیط ۱ میدان های منابع سطحی در داخل، یعنی E^t, H^t است.

ملاحظه میشود که میدان های داخل سطح در مساله اصلی، کاملاً توسط منابع مزبور تامین میشوند. ضمناً برای تعیین منابع هم، فقط احتیاج به دانستن میدان های تابشی روی سطح (وقتی که محیط ۱ وجود ندارد) است. بنابراین، برخلاف منابع القائی که قبلاً دیدیم، بدست آوردن این منابع بسیار ساده است. البته باید توجه داشت که باز هم مساله آسان نشده است. زیرا اگر چه منابع M^s, J^s به سادگی محاسبه میشوند، اما بهر حال مطابق شکل، محیط ۱ هم چنان در فضا وجود داشته و شرایط حدی را پیچیده میکند. ولی مساله در شرایط خاص و با تقریب مناسب ساده شده و قابل حل است.

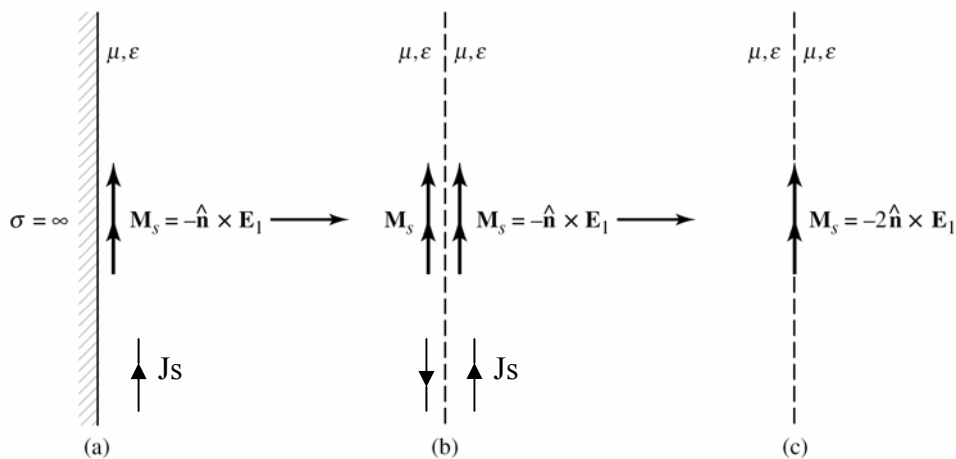


شکل ۱۰-۲۲

میتوان قضیه القاء را برای مدار نیز به کار برد.

۱۰-۸-۱- معادل القائی جسم هادی الکتریکی [۱۰]

یکی از حالاتی که میتوان از قضیه القاء با تقریب مناسب استفاده کرد، اسکترهای هادی الکتریکی هستند. اگر در حالت خاص، اسکتر یک هادی کامل الکتریکی با سطح صاف و ابعاد بینهایت باشد، با جایگزین کردن تصویر بجای هادی، اثر جریان الکتریکی J^s صفر شده و ضمناً اثر جریان مغناطیسی M^s ، دو برابر میشود. شکل زیر بیانگر این مطلب است.



شکل ۱۰-۲۳

یعنی برای این حالت خاص، اثر جریان الکتریکی صفر شده و مساله تبدیل به حل مساله ای شامل قرار گرفتن جریان سطحی مغناطیسی با دامنه دوبرابر M^s روی محل سطح هادی است. البته هادی هم از محیط خارج شده و بنابراین حل مساله بسیار ساده است، چون مقدار جریان سطحی مغناطیسی هم فقط به میدان تابشی وابسته است.

اینکه اثر جریان الکتریکی صفر میشود، برای حالتی که اسکتر هادی الکتریکی بوده ولی صفحه مسطح بی نهایت نباشد نیز صحیح و قابل اثبات است.

برای اثبات، اگر آنتن عنصر جریان واحد، و اسکتر هادی الکتریکی دلخواه را در نظر بگیریم که جریان J^s روی آن وجود دارد، مطابق آنچه در قسمت ۱۰-۷-۳ گفته شد، میتوان میدان جریان J^s را در نقطه دلخواهی که عنصر جریان قرار گرفته، از رابطه زیر بدست آورد:

$$E^a(r_p) \hat{p} = \iiint_v (E^b \cdot J^a - H^b \cdot M^a) dv = \iint_s (E^{CE} \cdot J^s - H^{CE} \cdot M^s) ds$$

اما E^{CE} ، میدان آنتن عنصر جریان در روی سطح هادی (جائی که J^s وجود دارد) است، که چون هادی است، صفر است. پس مقدار آن صفر شده و اگر چه J^s وجود دارد، ولی اثر آن صفر است.

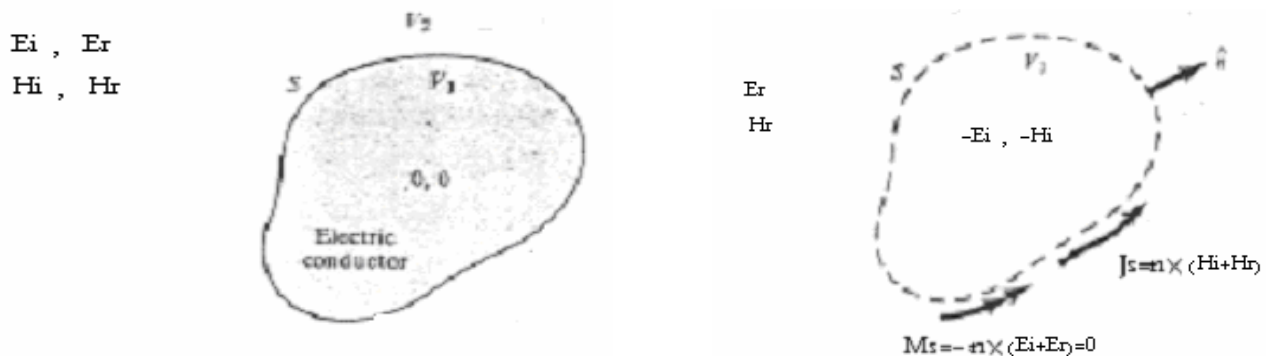
از مطالب گفته شده نتیجه شد که به هر حال، فقط جریان های مغناطیسی روی سطح هادی موثر است. اما برای حالتی که هادی صفحه صاف بینهایت باشد، مساله ساده شده و میتوان با خارج کردن هادی از محیط و دو برابر کردن جریان مغناطیسی، مساله را حل کرد. اما در حالات خاصی که اسکتر از هادی الکتریکی بوده و ابعاد سطح آن نسبت به طول موج خیلی بزرگ باشد، میتوان با تقریب هر قسمت آن را صفحه بینهایت گرفته و اثر جریان را دو برابر کرده و هادی را از محیط خارج کرد، که در اینحالت مساله به سادگی حل خواهد شد.

مساله دوگان، برای هادی مغناطیسی نیز به راحتی قابل کار گیری است

۱۰-۸-۲- معادل فیزیکی جسم هادی کامل الکتریکی [۱۰]

در معادل فیزیکی، میتوان محیط را یکنواخت فرض کرد، ولی در عوض جریان سطحی ناشناخته بوده و به میدان های مساله اصلی وابسته است. ولی در این مورد هم، در حالات خاص که ابعاد بزرگ باشد مساله ساده خواهد شد.

در شکل زیر فرض کنید که منابع اعمالی J, M میدان های $E^i + E^r$ و $H^i + H^r$ را در حضور یک اسکتر از هادی الکتریکی، در فضا ایجاد میکنند. شرط حدی روی سطح برای میدان الکتریکی $E^i + E^r = 0$ است.



شکل ۱۰-۲۴

حال شکل سمت راست را در نظر بگیرید که محیط داخل و خارج یکی است. برای آن که میدانها در خارج E^r, H^r بوده و در داخل $-E^i, -H^i$ باشد، باید جریان های سطحی زیر وجود داشته باشند (بردار عمود بر سطح بطرف خارج است):

$$J^s = n \times (H^r - (-H^i)) = n \times (H^r + H^i) = n \times H$$

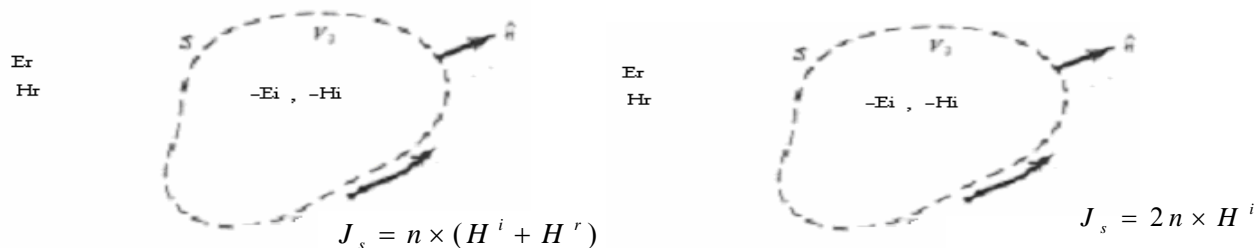
$$M^s = -n \times (E^r - (-E^i)) = -n \times (E^r + E^i) = 0$$

مقدار H میدان کل مماسی روی سطح، در مساله اصلی است. به این ترتیب جریان مغناطیسی صفر شده و فقط جریان الکتریکی مقدار دارد. البته تعیین این جریان بهمان اندازه حل مساله اصلی مشکل است زیرا باید میدانهای مساله اصلی را دانست. در حالت خاص که اسکتر یک صفحه مسطح هادی الکتریکی با ابعاد بینهایت باشد، میدانیم که میدان مغناطیسی

تابش و منعکس با هم مساویند. برای حالتی که ابعاد اسکترر، که هادی الکتریکی است، نسبت به طول موج خیلی بزرگ باشد، میتوان سطح را در هر نقطه معادل یک صفحه صاف دانست، و بنابراین نوشت:

$$J^s = n \times (H^r + H^i) = n \times (H^i + H^i) = n \times (2H^i)$$

به این ترتیب، برای اشیاء بزرگ، مساله ساده شده و با تقریب حل میشود.



شکل ۱۰-۲۵

نکته مهمی که در این حالت باید به آن توجه داشت آن است، که در حالتی که اسکترر، یک صفحه صاف با ابعاد بینهایت باشد، فقط جریان روی سطح صفحه، که روبروی منبع موج تابشی است در نظر گرفته میشود زیرا در حقیقت بعلت بینهایت بودن ابعاد، پشت صفحه وجود ندارد و مطرح نیست، و بنابراین جریان فقط روی صفحه جاری است. برای اسکتررهای بزرگ هم، همین فرض را میکنیم که چون ابعاد آن خیلی بزرگ است، فقط قسمتی که با موج روشن میشود، جریان دارد. بعدا در کاربری این روش بیشتر صحبت میکنیم

۱۰-۹- قضیه معادل بودن (Equivalence theorem) [۷]

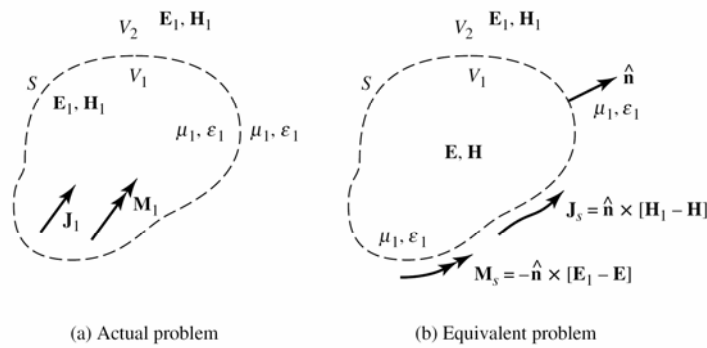
اگر در مساله قضیه القاء، جنس دو محیط یکی باشد، در این صورت $H^r = 0, E^r = 0$ است. اگر بخواهیم میدانهای داخل سطح $H = 0, E = 0$ بوده و میدان های خارج همان میدان های اصلی H^i, E^i باشند، باید جریانهای سطحی بصورت زیر وجود داشته باشند.

$$J^s = n \times (H^i - 0) = n \times H^i \quad M^s = -n \times (E^i - 0) = -n \times E^i$$

این منابع، میدان های اصلی را در خارج سطح تولید کرده، ولی میدان های داخل صفر است. البته ما هم معمولا با میدانهای خارج سطح، کار داریم.

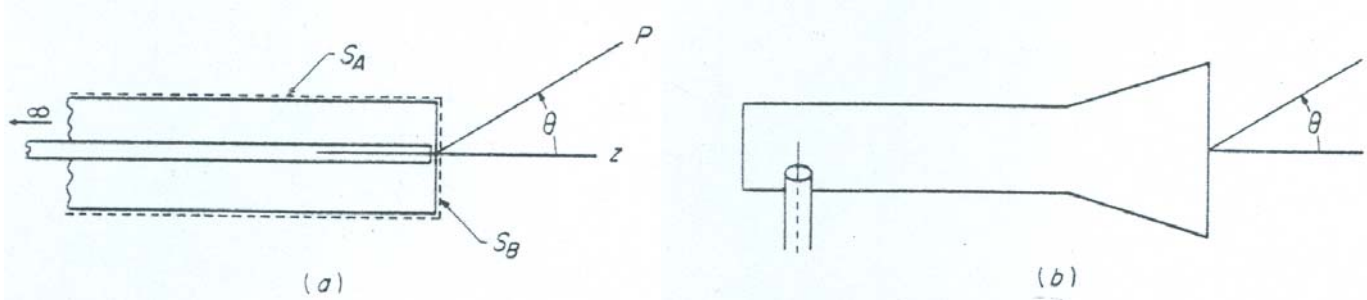
قضیه معادل بودن، اساس محاسبه میدان های یک آنتن پنجره ای را تشکیل میدهد. این قضیه بیان میکند که اگر میدان های تابشی روی یک سطح بسته که منابع اصلی را در بر گرفته مشخص باشد، با محاسبه جریان های سطحی که در بالا گفته شد، و فقط به میدان های تابشی وابسته هستند، میتوان میدان های خارج سطح را حساب کرد.

البته، در این مورد هم، اشکال این است که تعیین دقیق میدان روی سطح، یعنی حل دقیق مساله اصلی، که معمولا مشکل است. ولی همان طور که بعدا خواهیم دید، باز هم میتوان با تخمین تقریبی میدان ها، مساله را با تقریب مناسب حل کرد.



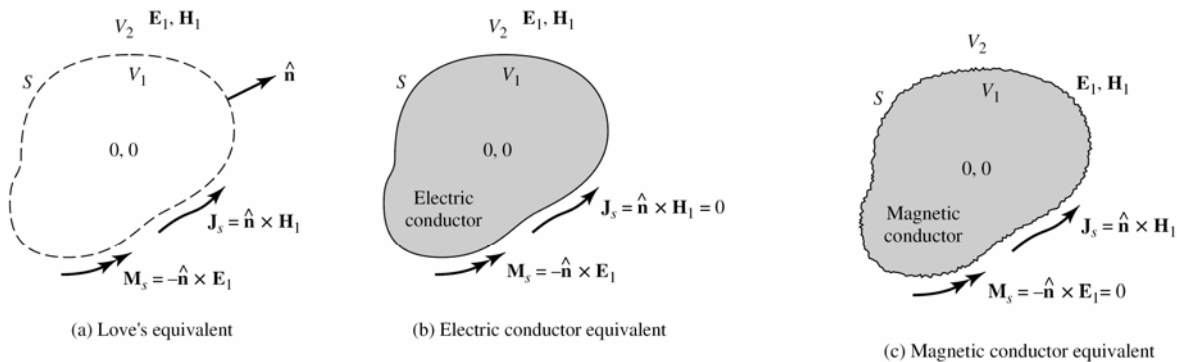
شکل ۱۰-۲۶

مثلا اگر دهانه باز یک کابل هم محور و یا یک بوق الکترومغناطیسی را در نظر بگیریم ، و سطح بسته دور آن را به آنتن ها بچسبانیم ، با تقریب ، میدان ها روی بدنه هادی را صفر گرفته و بنابراین مساله منتهی به تعیین میدان ها روی دهانه آن ها میشود. که با تخمین مناسب ، مساله حل میشود.



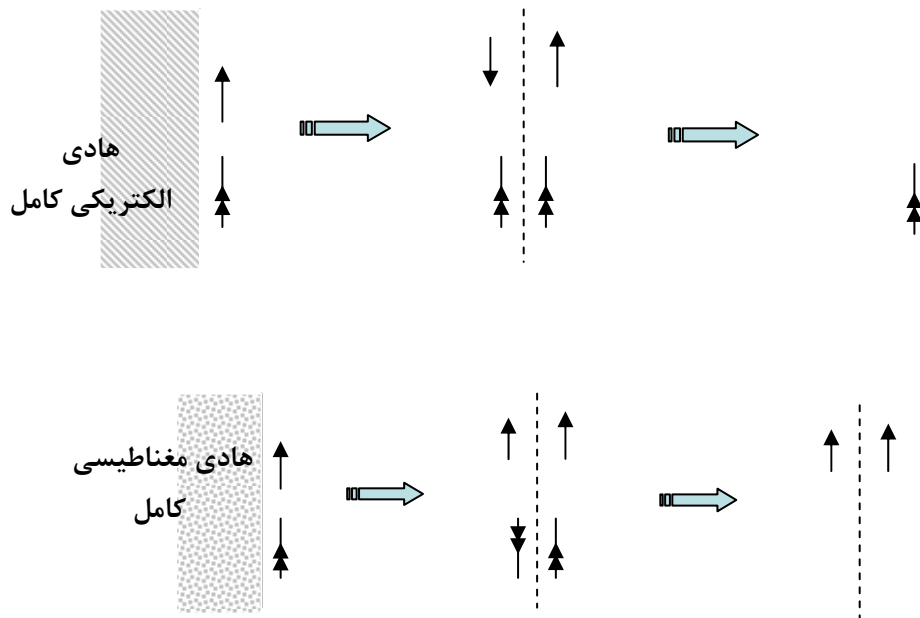
شکل ۱۰-۲۷

نکته مهمی که کاربرد زیادی دارد این است که چون میدان ها در داخل سطح صفر است ، پس میتوان داخل را پر از هادی الکتریکی و یا مغناطیسی (و یا هر ماده دیگری) کرد. که همانطور که در مورد قضیه القاء گفتیم ، در صورتی که پر کننده هادی الکتریکی باشد ، اثر جریان الکتریکی صفر شده و اگر پرکننده هادی مغناطیسی باشد ، اثر جریان های مغناطیسی صفر خواهد شد. در شکل زیر ، همه حالت ها معادلند.



شکل ۱۰-۲۸

حالات خاص ، آن است که حجم دارای دیواره ای از هادی با ابعاد بینهایت باشد.



شکل ۱۰-۲۹

ملاحظه میشود که برای حالت هادی الکتریکی فقط جریان مغناطیسی، با مقدار ۲ برابر، و برای حالت هادی مغناطیسی، فقط جریان الکتریکی، با مقدار ۲ برابر، اثر دارند.

بطور خلاصه، برای حل مسائل آنتن پنجره ای، باید

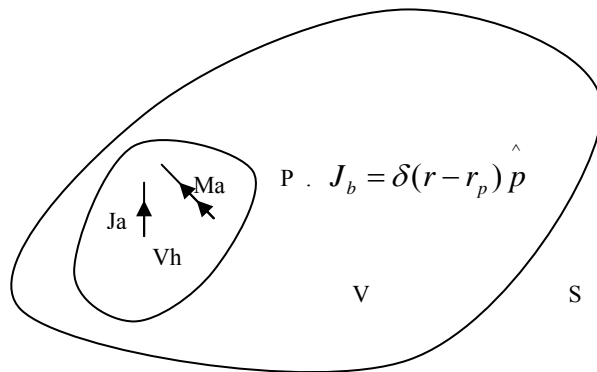
- ۱- میدانهای روی سطح پنجره را با تقریب (و در صورت امکان دقیق) تعیین کرد
 - ۲- منابع ثانویه را از این میدان ها حساب کرد.
 - ۳- تشعشع از منابع ثانویه را تعیین و میدان ها را محاسبه کرد.
- دقت مساله، فقط بستگی به دقت تخمین و یا تعیین میدان های روی سطح پنجره (دامنه، فاز و جهت دارد. منابع ثانویه را منابع هایگنس *Huygens* هم میگویند.

۱۰-۱۰- قضیه هایگنس (*Huygens - principle*) [۷]

در مسائل قبل، ما بیشتر به میدان های روی سطح توجه داشتیم. یعنی منابع را بر اساس میدانهای روی سطح تعریف و تعیین کردیم. البته بر اساس قضیه منحصر بفرد بودن جواب (*Uniqueness*)، چون میدان ها در مرز، در دو حالت یکی هستند، در مسائل معادل، میدان های سایر نقاط هم برابرند.

با استفاده از قضیه هایگنس، ما توجهمان را به میدان های داخل و خارج معطوف میکنیم و ثابت میکنیم که میدان های منابع ثانویه، در خارج سطحی که منابع اصلی را می پوشاند، همان میدان های اصلی بوده و میدان های داخل سطح، صفر است.

منابع J^s و M^s را در داخل سطح Sh (و حجم Vh)، و یک آنتن عنصر جریان، خارج آن در نظر میگیریم، بطوری که همه منابع داخل حجم Vh (و سطح Sh) باشند.



شکل ۱۰-۳۰

برای این دو منبع می‌توانیم رابطه زیر را بنویسیم:

$$E^a(r_p) \hat{p} = \iiint_{V_h} (E^b \cdot J^b - H^b \cdot M^a) dv$$

برای سطح Sh نیز می‌توانیم انتگرال لورنتس را بنویسیم:

$$\oiint_{Sh} (E^a \times H^b - E^b \times H^a) \cdot \vec{ds} = \iiint_{V_h} (E^b \cdot J^a - H^b \cdot M^a) dv$$

از مقایسه دو رابطه نتیجه می‌شود:

$$E^a(r_p) \hat{p} = \oiint_{Sh} (E^a \times H^b - E^b \times H^a) \cdot \hat{n} ds$$

اگر از اتحاد $A \times B \cdot C = B \cdot C \times A$ استفاده کنیم می‌توانیم بنویسیم

$$E^a(r_p) \hat{p} = \oiint_{Sh} (H^b \cdot \hat{n} \times E^a - E^b \cdot \hat{n} \times H^a) ds$$

اگر $\hat{n} \times E^a = -M^s$ و $\hat{n} \times H^a = J^s$ بگیریم، داریم

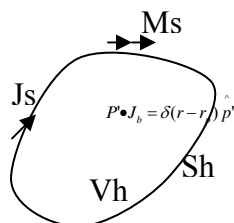
$$E^a(r_p) \hat{p} = \oiint_{Sh} (E^b \cdot J^s - H^b \cdot M^s) ds$$

این رابطه نشان می‌دهد که میدان‌های منبع اصلی، برابر با میدان‌های منابع سطحی J^s و M^s و یا همان منابع هایگنس هستند.

اما اگر جریان‌های J^s و M^s را روی سطح Sh در نظر بگیریم، میدان برای یک نقطه در داخل این سطح بصورت زیر است (بر اساس همان اتحاد):

$$E^a(r_p) \hat{p} = \oiint_{Sh} (E^b \cdot J^s - H^b \cdot M^s) ds$$

اما $J^s = \hat{n} \times H^a$ و $M^s = -\hat{n} \times E^a$ است و بنابراین



شکل ۱۰-۳۱

$$E^a(r_p) \hat{p} = \iint_{Sh} (E^b \cdot \hat{n} \times H^a - H^b \cdot \hat{n} \times E^a) ds = \iint_{Sh} (E^b \times H^a - H^b \times E^a) \cdot \hat{n} ds$$

اما سمت راست رابطه بالا، همان طور که در مبحث انتگرال لورنتس دیدیم، چون برای سطحی است که همه منابع داخل آن هستند، صفر است و بنابراین میدان در نقطه p' داخل سطح، صفر است.

۱۰-۱۱- تشعشع از پنجره کوچک (عنصر سطحی هایگنس) [۷]

برای بررسی تشعشع از پنجره ها، از ساده ترین حالت، که پنجره بسیار کوچک با ابعاد $dy, dx \ll \lambda$ و با میدان های مماسی صفحه ای یکنواخت $E_x / H_y = \eta, H_y, E_x = E_0$ روی آن شروع میکنیم. ابتدا باید با توجه به میدان های مماسی روی سطح، جریان های سطحی منابع ثانویه را تعیین کنیم. داریم:

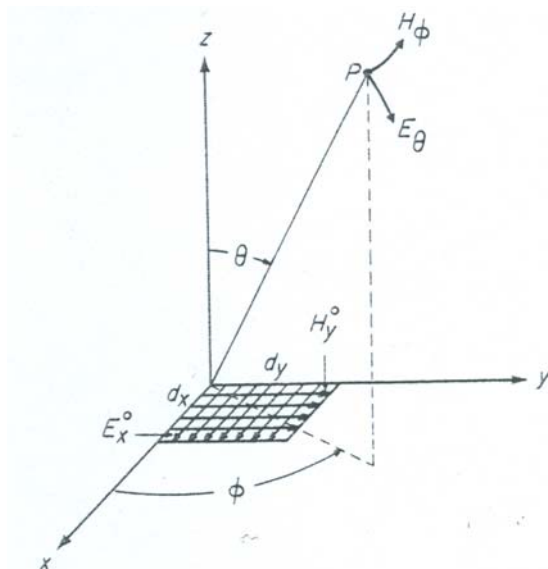
$$\begin{aligned} J^s = \hat{n} \times H^i &\Rightarrow J^{sx} = \hat{z} \times H_0 y = -H_0 x \\ M^s = -\hat{n} \times E^i &\Rightarrow M^{sy} = -\hat{z} \times E_0 x = -E_0 y \end{aligned}$$

حال باید پتانسیل های جریان های سطحی را حساب کنیم

$$A_x(r) = \frac{\mu}{4\pi} \iint J^{sx} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dx dy = \frac{\mu}{4\pi} (-H_0) \frac{e^{-j\beta r}}{r} dx dy$$

$$F_y(r) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iint M^{sy} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dx dy = \frac{\varepsilon}{4\pi} (-E_0) \frac{e^{-j\beta r}}{r} dx dy$$

توجه دارید که چون ابعاد کوچک است پس $R = r$ در نظر گرفته شده است.



شکل ۱۰-۳۲

اکنون که پتانسیل ها معین شدند ، میدان ها را محاسبه میکنیم. برای میدان دور از رابطه $E^e = -j\omega A$ برای میدان الکتریکی جریان سطحی الکتریکی ، و از رابطه $H^m = -j\omega F$ برای میدان مغناطیسی جریان مغناطیسی، استفاده میکنیم. البته توجه داریم که هر کدام از میدانهای بالا ، میدان همراه خود یعنی $H^e = E^e / \eta$ و همچنین $E^m = \eta H^m$ را خواهند داشت. این پتانسیل ها در مختصات مستطیلی هستند که برای تعیین میدانها، مولفه های کروی آنها را حساب میکنیم.

داریم

$$A_x \Rightarrow \begin{cases} A_\theta = A_x \cos(\varphi) \cos(\theta) \\ A_\varphi = -A_x \sin(\varphi) \\ A_r = A_x \cos(\varphi) \sin(\theta) \end{cases}$$

$$F_y \Rightarrow \begin{cases} F_\theta = F_y \sin(\varphi) \cos(\theta) \\ F_\varphi = F_y \cos(\varphi) \\ F_r = F_{xy} \sin(\varphi) \sin(\theta) \end{cases}$$

اکنون میتوان میدان های دور را محاسبه کرد:

$$E_\theta^e = -j\omega A_\theta \quad E_\varphi^e = -j\omega A_\varphi \quad H_\varphi^e = E_\theta^e / \eta \quad H_\theta^e = -E_\varphi^e / \eta$$

و هم چنین

$$H_\theta^m = -j\omega A_\theta \quad H_\varphi^m = -j\omega F_\varphi \quad E_\varphi^m = -\eta H_\theta^m \quad E_\theta^m = \eta H_\varphi^m$$

میدان های الکتریکی کل بصورت زیرند:

$$E_\theta = E_\theta^e + E_\theta^m \quad E_\varphi = E_\varphi^e + E_\varphi^m$$

ویا:

$$E_\theta = jE_0 dx dy \frac{e^{-j\beta r}}{2\lambda r} \cos(\varphi) [1 + \cos(\theta)] \quad H_\varphi = E_\theta / \eta$$

$$E_\varphi = -jE_0 dx dy \frac{e^{-j\beta r}}{2\lambda r} \sin(\varphi) [1 + \cos(\theta)] \quad H_\theta = -E_\varphi / \eta$$

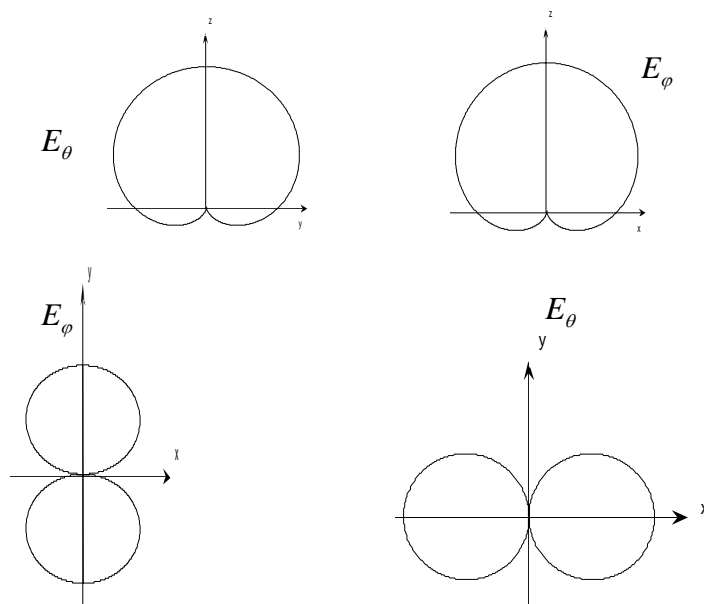
میتوان میدان های این پنجره کوچک را بعنوان دیفرانسیل میدان ، برای پنجره های بزرگ بکار برده و از آن انتگرال گرفت . البته باید توجه داشت که باید میدان های روی سطح آن پنجره دارای همین مولفه ها بوده و ضمناً نسبت دامنه آنها همان η باشد.

میدان های الکتریکی نرمالیزه شده بصورت زیر نشان داده میشوند.

$$E_\theta = \cos(\varphi) [1 + \cos(\theta)]$$

$$E_\varphi = -\sin(\varphi) [1 + \cos(\theta)]$$

در شکل زیر پرتو در حالات خاص ، یعنی صفحات مختصات برای میدان های بالا رسم شده است.



شکل ۱۰-۳۳

۱۰-۱۲- تشعشع از پنجره مستطیلی بزرگ با میدان صفحه ای یکنواخت [۶,۷]

برای این حالت ، همان طور که قبلا گفته شد میتوان از میدان های پنجره کوچک انتگرال گرفت . پس میتوان نوشت:

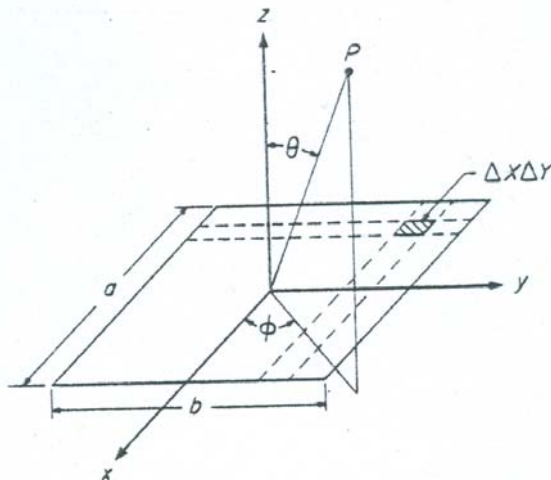
$$E_{\theta} = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} dE_{\theta} = jE_0 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{e^{-j\beta R}}{2\lambda R} \cos(\varphi)[1 + \cos(\theta)] dx dy$$

با توجه به این که

$$R = r - x \sin(\theta) \cos(\varphi) - y \sin(\theta) \sin(\varphi)$$

است (x, y مختصات هر نقطه از پنجره هستند) ، میتوان نوشت

$$E_{\theta} = jE_0 \frac{e^{-j\beta r}}{\lambda r} \cos(\varphi)[1 + \cos(\theta)] \int_{-a/2}^{a/2} e^{j\beta x \sin(\theta) \cos(\varphi)} dx \int_{-b/2}^{b/2} e^{j\beta y \sin(\theta) \sin(\varphi)} dy$$



شکل ۱۰-۳۴

که پس از انتگرال گیری و ساده کردن خواهیم داشت:

$$E_{\theta} = jE_0 \frac{abe^{-j\beta r}}{2\lambda r} \cos(\varphi)[1 + \cos(\theta)] \cdot \frac{\sin(u)}{u} \cdot \frac{\sin(v)}{v}$$

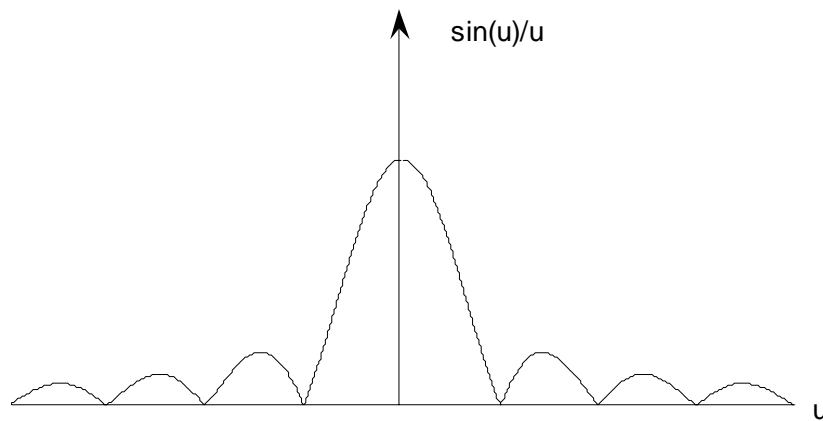
$$E_{\varphi} = -jE_0 \frac{abe^{-j\beta r}}{2\lambda r} \sin(\varphi)[1 + \cos(\theta)] \cdot \frac{\sin(u)}{u} \cdot \frac{\sin(v)}{v}$$

$$u = 1/2\beta a \sin(\theta) \cos(\varphi)$$

$$v = 1/2\beta b \sin(\theta) \sin(\varphi)$$

رابطه بالا را میتوان با روش تبدیل پنجره به رشته آنتن های پنجره ای کوچک در دو جهت x, y و ضرب پرتوها، نیز بدست آورد.

برای رسم پرتو تشعشعی کافی است ضریب رشته ها را در پرتو واحد ضرب کنیم. برای رسم ضریب رشته از منحنی $\frac{\sin(u)}{u}$ در شکل زیر استفاده می کنیم.



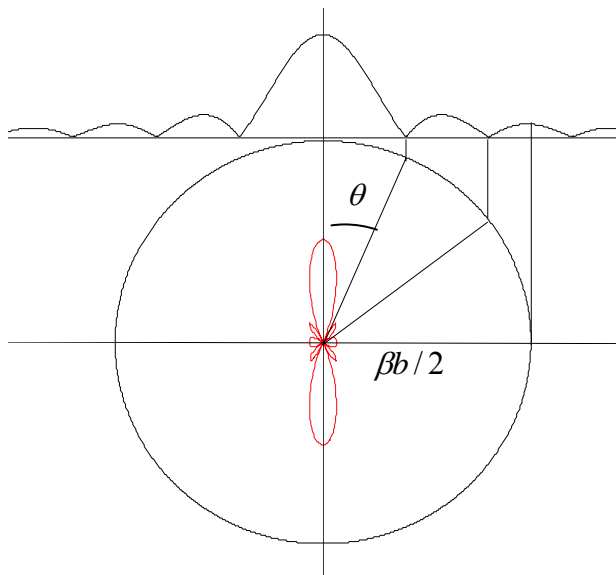
شکل ۱۰-۳۵

با توجه به این که v, u تابعی از زوایا و ابعاد پنجره هستند، میتوان از روش های ترسیمی برای رسم پرتو استفاده کرد. برای مثال می خواهیم پرتو پنجره را در صفحه yoZ ($\varphi = \pi/2$) رسم کنیم. چون $\varphi = \pi/2$ است، پس مقدار $u = 0$ شده و $v = 1/2\beta b \sin(\theta)$ است. حال مطابق شکل زیر، در امتداد محور $\frac{\sin(v)}{v}$ دایره ای به شعاع $1/2\beta b$ میزنیم و بعد مقدار منحنی $\frac{\sin(v)}{v}$ را روی دایره منتقل و بعد به مرکز وصل میکنیم.

معادله کلی در این صفحه برای میدان نرمالیزه بصورت زیر است

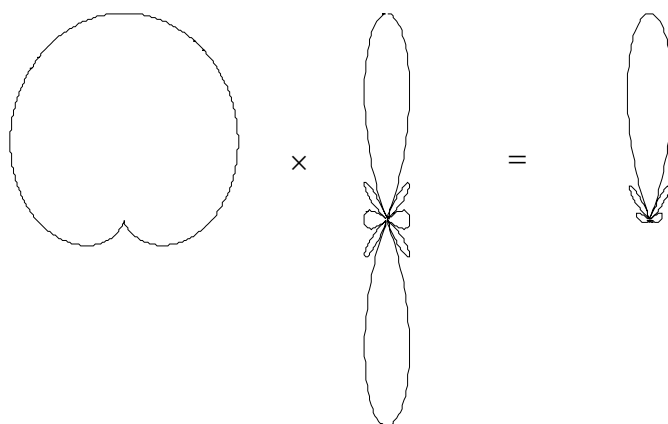
$$E_{\theta} = 0$$

$$E_{\varphi} = [1 + \cos(\theta)] \frac{\sin(v)}{v}$$



شکل ۱۰-۳۶

و بنابراین پرتو کلی با استفاده از ضرب پرتو ها بصورت زیر خواهد بود.



شکل ۱۰-۳۷

در سایر صفحات نیز میتوان بصورت مشابه عمل کرد.

اگر این آنتن را بصورت رشته آنتن صفحه ای متشکل از آنتن های پنجره ای کوچک فرض کنیم ، در نتیجه هر چه ابعاد پنجره بزرگتر باشد ، تعداد آنتن ها نیز بیشتر میشود و بنابراین عرض لوب کمتر شده و لوب های فرعی بیشتر خواهند شد. هم چنین در حد ، نسبت لوب اصلی به فرعی ، مانند رشته آنتن خطی یکنواخت ، از $13.5dB$ بیشتر نخواهد شد. برای پنجره بزرگ ، سطح موثر تقریباً با سطح فیزیکی برابر شده و دایرکتیویته از رابطه $D = \frac{4\pi}{\lambda^2} ab$ محاسبه میشود. در شکل زیر

پرتو سه بعدی آنتنی با ابعاد ۲ و ۳ برابر طول موج را می بینید [۲۲].

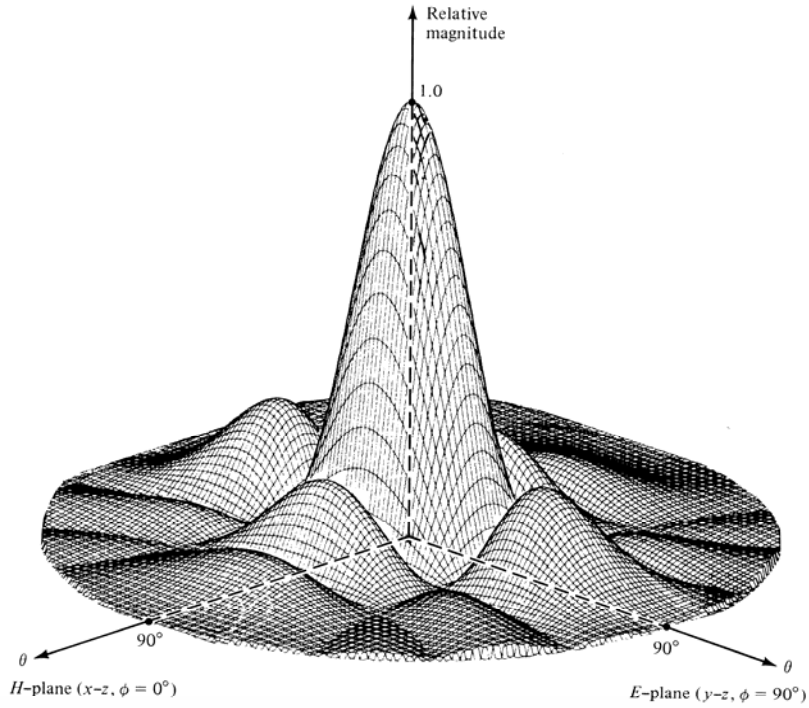


Figure 12.8 Three-dimensional field pattern of a constant field rectangular aperture mounted on an infinite ground plane ($a = 3\lambda$, $b = 2\lambda$).

شکل ۱۰-۳۸

شکل زیر نیز پرتو در صفحات مختصات برای یک پنجره بزرگ را نشان میدهد. ملاحظه میشود که تعداد لوب ها در صفحه ای که ابعاد پنجره کوچک تر است ، کمتر است.

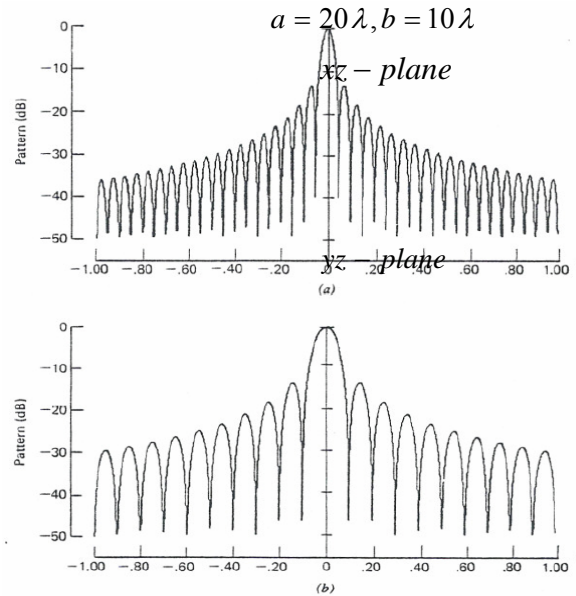


Figure 8-8 Principal plane patterns for a uniform amplitude, uniform phase rectangular aperture ($L_x = 20\lambda$, $L_y = 10\lambda$). The complete pattern is shown in Fig. 8-7. (a) The xz -plane pattern; $u = \sin \theta$. (b) The yz -plane pattern; $v = \sin \theta$.

شکل ۱۰-۳۹

در شکل زیر ، پرتو را در صورتی که دامنه میدان یکنواخت بوده ولی اختلاف فاز بطور متقارن از دو طرف، وجود داشته باشد ، می بینیم.

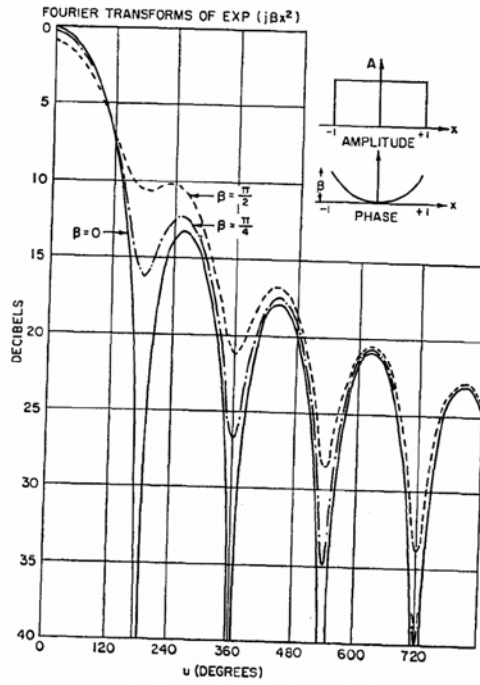


FIG. 2-14a Effects of square-law phase error in radiation patterns for uniform aperture illumination.

شکل ۱۰-۴۰

شکل زیر نیز برای حالتی است که دامنه و فاز، دارای تغییرات متقارن باشند.

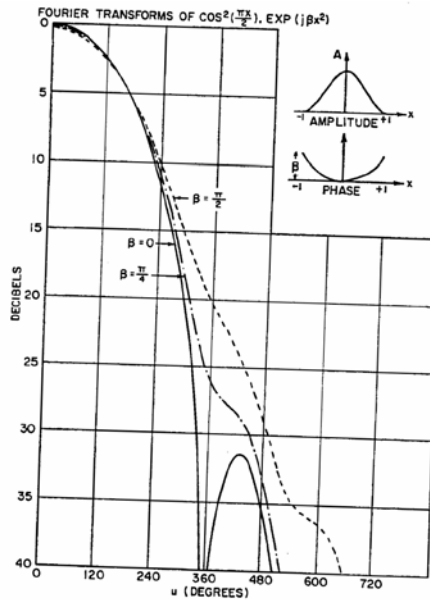
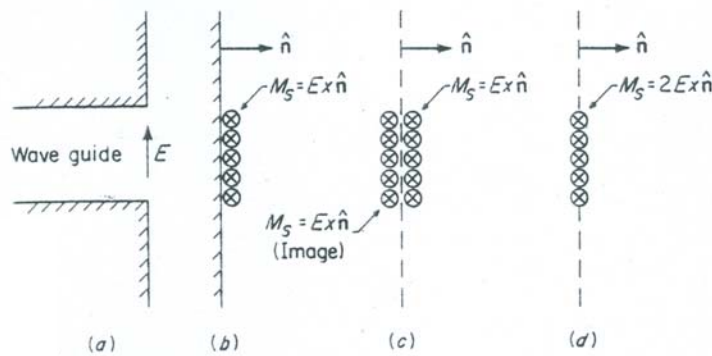


FIG. 2-14c Effects of square-law phase error in radiation patterns for cosine-squared aperture illumination.

شکل ۱۰-۴۱

۱۰-۱۳- تشعشع از پنجره های لبه دار [۷]

اگر به لبه پنجره ای، صفحات هادی کامل متصل شده باشد، تسهیلاتی در محاسبات حاصل میشود. مثلا دهانه یک موجبر لبه دار را در نظر میگیریم.



شکل ۱۰-۴۲

میدانیم که مساله معادل ، در نظر گرفتن جریان های سطحی M_s, J_s روی سطح دهانه است. اما میدانیم که میدان این منابع ، یعنی منابع هایگنس ، در طرفی که منبع وجود دارد صفر است ، پس میتوانیم پشت این منابع را پر از هادی الکتریکی کنیم.

پس از این کار ، میتوان صفحه هادی را برداشته و تصاویر منابع را بجای آن قرار داد. که چون تصویر جریان الکتریکی سطحی مخالف جهت جریان اصلی میشود، پس کلا جریان الکتریکی و اثرش حذف میشود. ولی تصویر جریان مغناطیسی مماسی روی سطح هادی الکتریکی با خودش هم جهت شده ، و بنابراین اثرش دو برابر میشود. پس مساله تبدیل به حل این مساله که همه چیز برداشته شده و فقط جریان مغناطیسی برابر با $M_s = -2n \times E$ روی سطح پنجره وجود دارد ، منجر خواهد شد. یعنی فقط میدان الکتریکی مماسی روی سطح مطرح است.

باید توجه داشت این فقط برای حالتی که ابعاد لبه بینهایت است ، صحیح است. البته در عمل اگر این ابعاد بیش از 30λ باشد ، مساله دارای دقت کافی خواهد بود. در صورتی که ابعاد کوچک باشد ، باید تفرق از لبه این صفحات نیز در نظر گرفته شود که میتوان از روش GTD (که بعدا مختصرا معرفی خواهد شد)، و یا با روش های عددی استفاده کرد.

در اکثر مباحث آینده ، که فرض میشود فقط میدان الکتریکی روی پنجره وجود دارد ، و بنابراین فقط جریان های سطحی مغناطیسی مطرح هستند ، فرض بر لبه دار بودن پنجره است و میدان ها برای جلوی آنتن معتبر است. برای حالتی که پنجره لبه نداشته باشد باید هر دو جریان الکتریکی و مغناطیسی را در نظر گرفت. شکل زیر پرتو یک پنجره با لبه (سمت راست) و بدون لبه (سمت چپ) را نشان میدهد.

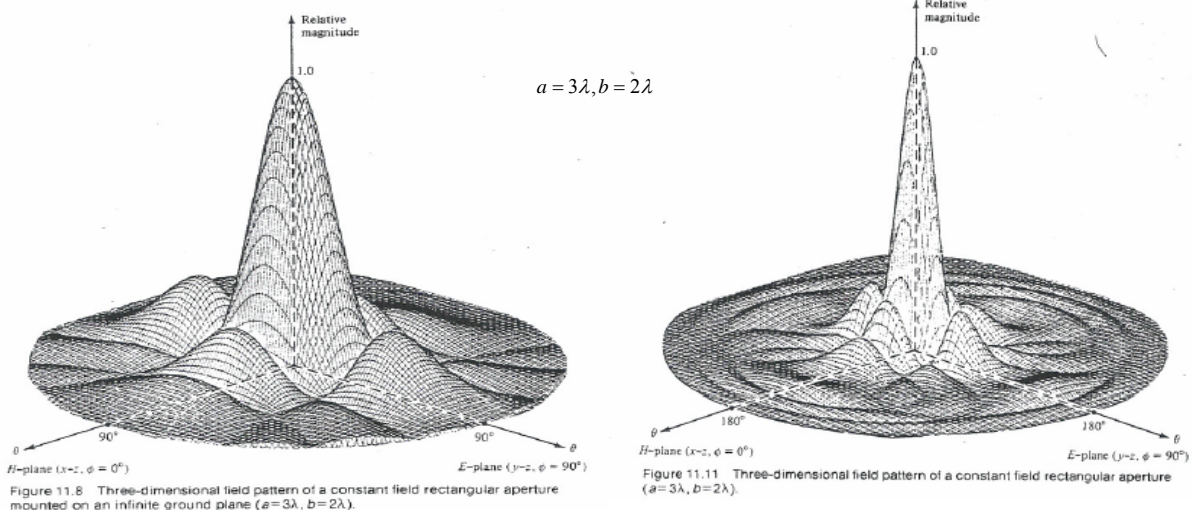
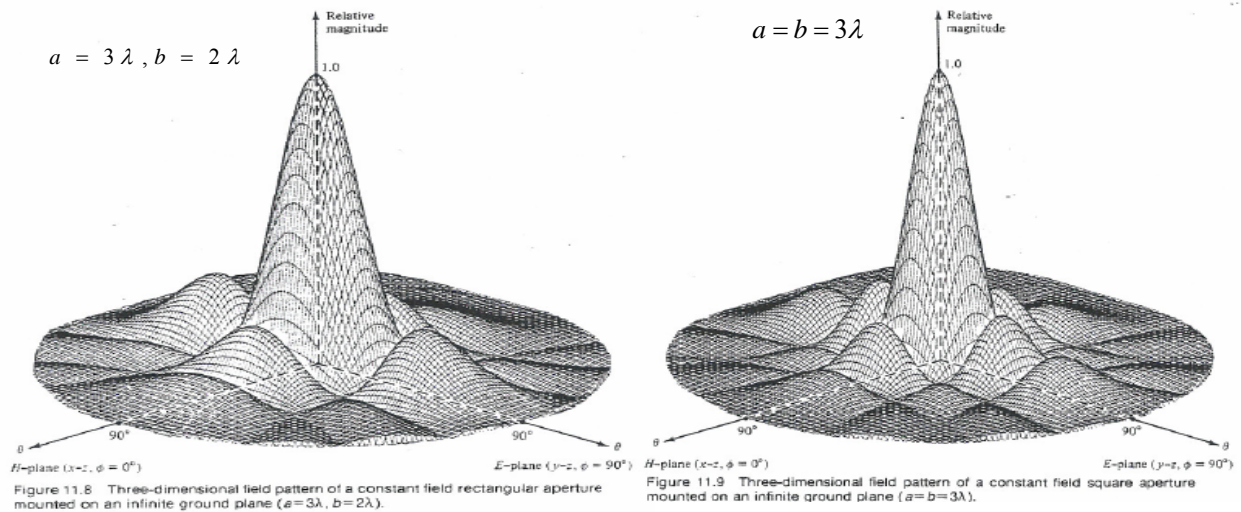


Figure 11.8 Three-dimensional field pattern of a constant field rectangular aperture mounted on an infinite ground plane ($a=3\lambda, b=2\lambda$).

Figure 11.11 Three-dimensional field pattern of a constant field rectangular aperture ($a=3\lambda, b=2\lambda$).

شکل ۱۰-۴۳

در شکل زیر پرتو دو پنجره متفاوت با لبه را می بینیم



شکل ۱۰-۴۴

۱۰-۱۴- تشعشع از پنجره مستطیلی لبه دار با توزیع میدان سینوسی [۱]

چون پنجره لبه دار است ، پس فقط میدان الکتریکی روی سطح مطرح بوده و فرض میکنیم دارای توزیع زیر باشد.

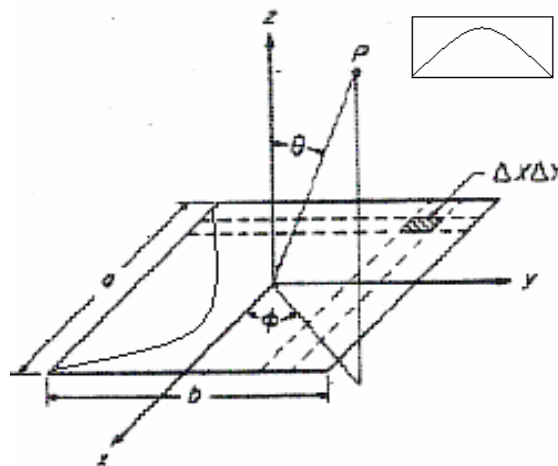
$$E_y = C' \cos(\pi x' / a)$$

جریان ثانویه این منبع برابر است با

$$M_x^s = -2n \times E_y = 2C' \cos(\pi x' / a) = C \cos(\pi x' / a)$$

از طرفی

$$R = r - x' \sin(\theta) \cos(\phi) - y' \sin(\theta) \sin(\phi)$$



شکل ۱۰-۴۵

بنابراین پتانسیل مغناطیسی برابر است با

$$F_x(r) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iint M_x^s \frac{e^{-j\beta R}}{R} dx' dy' = \frac{\varepsilon}{4\pi} C \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_{-a/2}^{a/2} \cos(\pi x'/a) e^{j\beta x' \sin(\theta) \cos(\varphi)} dx' \int_{-b/2}^{b/2} e^{j\beta y' \sin(\theta) \sin(\varphi)} dy'$$

با محاسبه انتگرال بالا و محاسبه مولفه های کروی آن و استفاده از رابطه $H = -J\omega F$ ، میدان های دور بصورت زیر خواهند بود.

$$E_\theta = j\beta ab C \frac{e^{-j\beta r}}{4r} \sin(\varphi) \cdot \frac{\sin(v)}{v} \cdot \frac{\cos(u)}{(\pi/2)^2 - u^2}$$

$$E_\varphi = -j\beta ab C \frac{e^{-j\beta r}}{4r} \cos(\varphi) \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{\sin(v)}{v} \cdot \frac{\cos(u)}{(\pi/2)^2 - u^2}$$

$$u = 1/2 \beta a \sin(\theta) \cos(\varphi)$$

$$v = 1/2 \beta b \sin(\theta) \sin(\varphi)$$

با محاسبه، نسبت لوب اصلی به فرعی این پنجره در صفحات H, E به ترتیب برابر 2.3 و 1.3 دسی بل و سطح موثر آن برابر با $Ae = .81ab$ است.

۱۰-۱۵- تشعشع از دهانه باز موجبر مستطیلی با مود TE_{10} [۷]

در موجبر های باز، بخاطر تشعشع، انعکاس کامل انجام نمی شود و میزان انعکاس به فرکانس بستگی دارد. میدانیم که امپدانس عرضی موجبر برای مود TE_{10} برابر است با

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{\eta}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}} = \frac{1}{Y_w}$$

که η امپدانس فضای آزاد و λ_c طول موج قطع موجبر است. رابطه بالا نشان میدهد که هرچه λ از λ_c کوچکتر باشد (فرکانس زیاد تر بشود)، مقدار λ/λ_c بسمت صفر میل کرده و امپدانس عرضی بسمت η نزدیک تر شده و نسبت میدانها مثل فضای آزاد میشود. بوق های الکترومغناطیسی که مانند موجبری هستند که ابعاد آنها به تدریج بزرگ میشود، یعنی λ_c بزرگتر شده و λ/λ_c خیلی کوچک میشود، از این خصوصیت اسفاده میکنند. در این حالت میتوان مانند حالت (۱۰-۱۲) عمل کرد.

اما اگر فرکانس کم شده و به فرکانس قطع نزدیک شود، مقدار λ/λ_c به یک نزدیک شده و امپدانس عرضی به سمت بی نهایت میرود، یعنی دهانه مانند اتصال باز کامل عمل کرده و بنابراین فقط میدانهای الکتریکی روی سطح وجود خواهند داشت.

در حالت عمومی، هر دو میدان روی سطح مقدار خواهند داشت و نسبت آنها نیز به ضریب انعکاس دهانه نسبت به موجبر (Γ) بستگی خواهد داشت. در این حالت میتوان نوشت

$$E_y = C(1 + \Gamma) \cos(\pi x'/a)$$

$$H_x = CY_w(1 - \Gamma) \cos(\pi x'/a)$$

Y_w ادیمیتانس مشخصه عرضی موجبر است. شکل زیر پرتو دهانه موجبر مستطیل لبه دار با مود TE_{10} را نشان میدهد

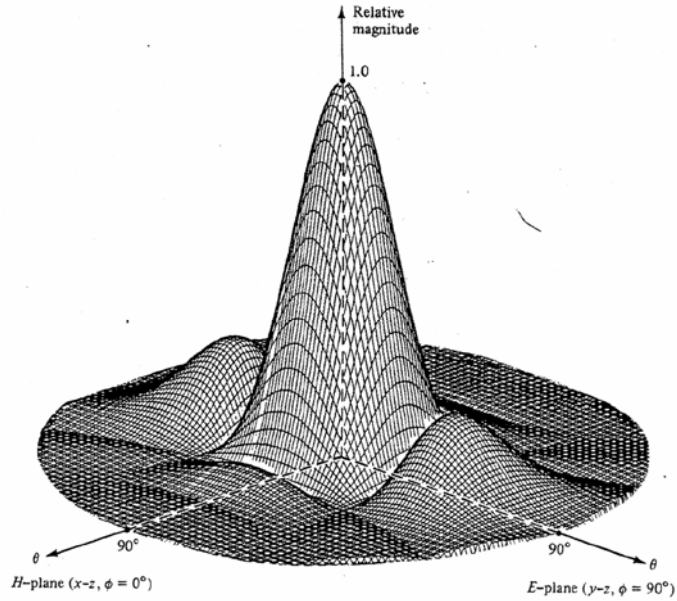


Figure 11.12 Three-dimensional field pattern of a TE_{10} -mode rectangular waveguide mounted on an infinite ground plane ($a=3\lambda, b=2\lambda$).

شکل ۱۰-۴۶

شکل زیر پرتو یک پنجره یکنواخت را با یک پنجره با مود TE_{10} مقایسه میکند.

$$a = b = 3\lambda$$

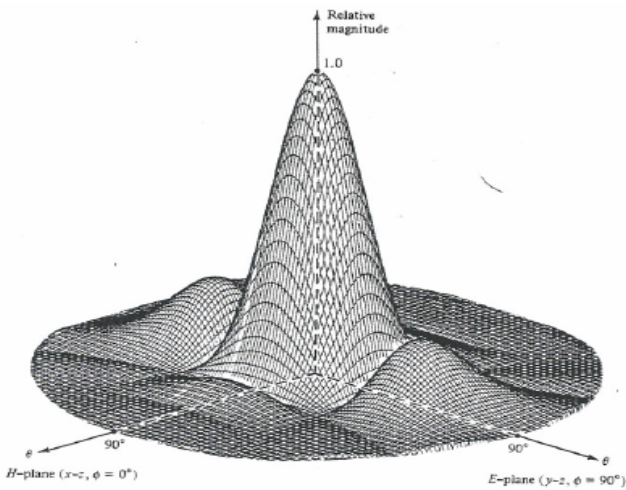


Figure 11.12 Three-dimensional field pattern of a TE_{10} -mode rectangular waveguide mounted on an infinite ground plane ($a=3\lambda, b=2\lambda$).

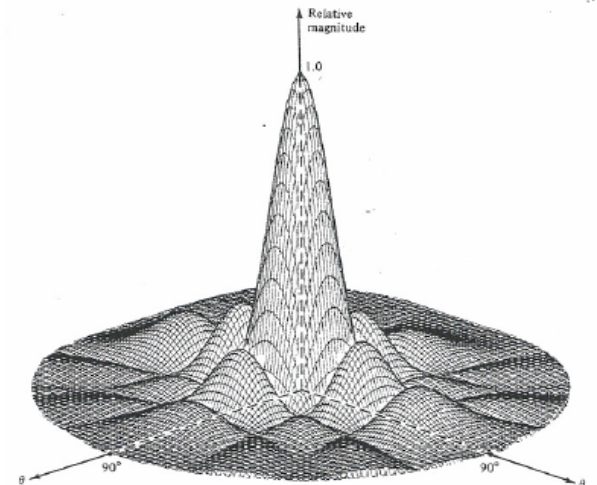


Figure 11.9 Three-dimensional field pattern of a constant field square aperture mounted on an infinite ground plane ($a=b=3\lambda$).

شکل ۱۰-۴۷

مشاهد میشود که برای توزیع یکنواخت، لوبهای فرعی بیشتر و بزرگتر از حالت مود TE_{10} است. شکل زیر مشخصات یک پنجره لبه دار با مود TE_{10} را نشان میدهد.

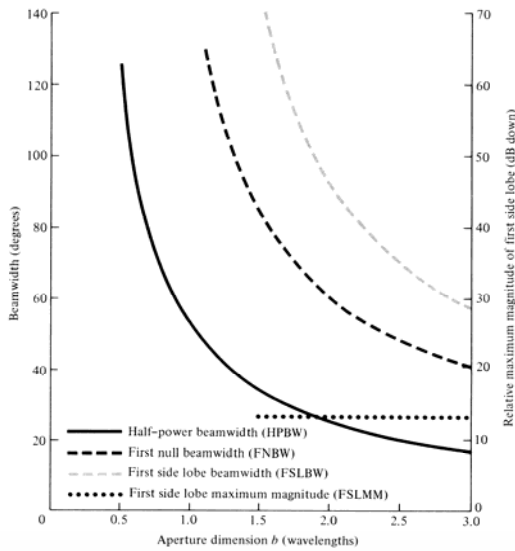


Figure 12.13 E -plane beamwidths and first side lobe relative maximum magnitude for TE_{10} -mode rectangular waveguide mounted on an infinite ground plane.

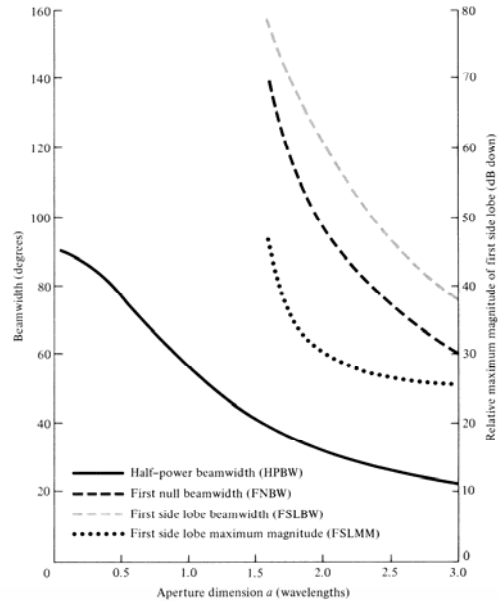


Figure 12.14 H -plane beamwidths and first side lobe relative maximum magnitude for TE_{10} -mode rectangular waveguide mounted on an infinite ground plane.

شکل ۱۰-۴۸

جدول زیر سه نوع پنجره مستطیلی را مقایسه میکند.

TABLE 12.1 Equivalents, Fields, Beamwidths, Side Lobe Levels, and Directivities of Rectangular Apertures

	Uniform Distribution Aperture on Ground Plane	Uniform Distribution Aperture in Free-Space	TE_{10} -Mode Distribution Aperture on Ground Plane
Aperture distribution of tangential components (analytical)	$\mathbf{E}_a = \hat{\mathbf{a}}_y E_0 \begin{cases} -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ -b/2 \leq y' \leq b/2 \end{cases}$	$\mathbf{E}_a = \hat{\mathbf{a}}_y E_0 \begin{cases} -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ -b/2 \leq y' \leq b/2 \end{cases}$ $\mathbf{H}_a = -\hat{\mathbf{a}}_x \frac{E_0}{\eta}$	$\mathbf{E}_a = \hat{\mathbf{a}}_y E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a} x'\right) \begin{cases} -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ -b/2 \leq y' \leq b/2 \end{cases}$
Aperture distribution of tangential components (graphical)			
Equivalent	$\mathbf{M}_s = \begin{cases} -2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_a & -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ & -b/2 \leq y' \leq b/2 \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$ $\mathbf{J}_s = 0$ everywhere	$\mathbf{M}_s = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_a \begin{cases} -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ -b/2 \leq y' \leq b/2 \end{cases}$ $\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a \begin{cases} -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ -b/2 \leq y' \leq b/2 \end{cases}$ $\mathbf{M}_s \approx \mathbf{J}_s \approx 0$ elsewhere	$\mathbf{M}_s = \begin{cases} -2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_a & -a/2 \leq x' \leq a/2 \\ & -b/2 \leq y' \leq b/2 \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$ $\mathbf{J}_s = 0$ everywhere
Far-zone fields	$E_r = H_r = 0$ $X = \frac{ka}{2} \sin \theta \cos \phi$ $Y = \frac{kb}{2} \sin \theta \sin \phi$ $C = j \frac{abk E_0 e^{-jkr}}{2\pi r}$	$E_r = H_r = 0$ $E_\theta = \frac{C}{2} \sin \phi (1 + \cos \theta) \frac{\sin X}{X} \frac{\sin Y}{Y}$ $E_\phi = \frac{C}{2} \cos \phi (1 + \cos \theta) \frac{\sin X}{X} \frac{\sin Y}{Y}$ $H_\theta = -E_\phi / \eta$ $H_\phi = E_\theta / \eta$	$E_r = H_r = 0$ $E_\theta = -\frac{\pi}{2} C \sin \phi \frac{\cos X}{(X)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \frac{\sin Y}{Y}$ $E_\phi = -\frac{\pi}{2} C \cos \theta \cos \phi \frac{\cos X}{(X)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \frac{\sin Y}{Y}$ $H_\theta = -E_\phi / \eta$ $H_\phi = E_\theta / \eta$

Half-power beamwidth (degrees)	E-plane $b \gg \lambda$	$\frac{50.6}{b/\lambda}$	$\frac{50.6}{b/\lambda}$	$\frac{50.6}{b/\lambda}$
	H-plane $a \gg \lambda$	$\frac{50.6}{a/\lambda}$	$\frac{50.6}{a/\lambda}$	$\frac{68.8}{a/\lambda}$
First null beamwidth (degrees)	E-plane $b \gg \lambda$	$\frac{114.6}{b/\lambda}$	$\frac{114.6}{b/\lambda}$	$\frac{114.6}{b/\lambda}$
	H-plane $a \gg \lambda$	$\frac{114.6}{a/\lambda}$	$\frac{114.6}{a/\lambda}$	$\frac{171.9}{a/\lambda}$
First side lobe max. (to main max.) (dB)	E-plane	-13.26	-13.26	-13.26
	H-plane $a \gg \lambda$	-13.26	-13.26	-23 $a \gg \lambda$
Directivity D_0 (dimensionless)		$\frac{4\pi}{\lambda^2} (\text{area}) = 4\pi \left(\frac{ab}{\lambda^2}\right)$	$\frac{4\pi}{\lambda^2} (\text{area}) = 4\pi \left(\frac{ab}{\lambda^2}\right)$	$\frac{8}{\pi^2} \left[4\pi \left(\frac{ab}{\lambda^2}\right)\right] = 0.81 \left[4\pi \left(\frac{ab}{\lambda^2}\right)\right]$

۱۰-۱۶- تشعشع از پنجره مستطیلی لبه دار با میدان با تغییرات فاز خطی [۱]

چون پنجره لبه دار است، فرض میکنیم که فقط میدان الکتریکی با تغییرات فاز خطی روی سطح پنجره وجود دارد.

یعنی

$$E_x = E_0 e^{-j\beta_x x'} e^{-j\beta_y y'}$$

این حالت برای وقتی که موج بصورت مایل به پنجره بتابد اتفاق می افتد. در این صورت داریم

$$M_y^s = -2n \times E = -z \times x \hat{z} \times 2E_0 e^{-j\beta_x x'} e^{-j\beta_y y'} = -2E_0 e^{-j\beta_x x'} e^{-j\beta_y y'}$$

و هم چنین

$$R = r - x' \sin(\theta) \cos(\varphi) - y' \sin(\theta) \sin(\varphi)$$

در نتیجه

$$F_y(r) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iint M_y^s \frac{e^{-j\beta R}}{R} dx dy = \frac{\varepsilon E_0}{4\pi r} \int_{-a/2}^{a/2} e^{jx'(-\beta_x + \beta \sin(\theta) \cos(\varphi))} dx' \int_{-b/2}^{b/2} e^{jy'(-\beta_y + \beta \sin(\theta) \sin(\varphi))} dy'$$

و با انتگرال گیری، میدان ها بصورت زیر هستند.

$$E_\theta = j\beta ab E_0 \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} \cos(\varphi) \cdot \frac{\sin(v-v.)}{v-v.} \cdot \frac{\sin(u-u.)}{u-u.}$$

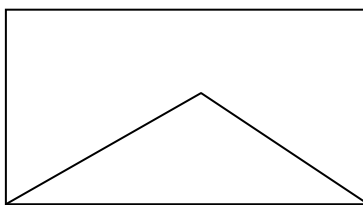
$$E_\varphi = -j\beta ab E_0 \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} \sin(\varphi) \cdot \sin(\theta) \cdot \frac{\sin(v-v.)}{v-v.} \cdot \frac{\sin(u-u.)}{u-u.}$$

$$u = 1/2 \beta a \sin(\theta) \cos(\varphi) \quad u. = 1/2 \beta_x a$$

$$v = 1/2 \beta b \sin(\theta) \sin(\varphi) \quad v. = 1/2 \beta_y b$$

۱۰-۱۷- تشعشع از پنجره مستطیلی لبه دار با تغییرات دامنه خطی [۱]

در این حالت ، دامنه میدان روی سطح دارای تغییرات خطی است. این برای حالتی که پنجره کوچک باشد ، (مانند آنتن دی پل کوچک که جریان روی آن مثلثی است) اتفاق می افتد. در این صورت هم داریم:



شکل ۱۰-۴۹

$$E_y = E_0 \left(1 - \frac{|x'|}{a/2}\right)$$

و بنابراین

$$M_x^s = -n \times E = -\hat{z} \times \hat{y} E_0 \left(1 - \frac{|x'|}{a/2}\right) = -E_0 \left[1 - \frac{|x'|}{a/2}\right] \hat{x}$$

در این حالت نیز میدانها بصورت زیر محاسبه میشوند

$$E_\theta = j\beta ab E_0 \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \cos(\varphi) \cos(\theta) \cdot \frac{\sin(v)}{v} \cdot \left[\frac{\sin(u/2)}{u/2}\right]^2$$

$$E_\varphi = j\beta ab E_0 \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin(\varphi) \frac{\sin(v)}{v} \cdot \left[\frac{\sin(u/2)}{u/2}\right]^2$$

$$u = 1/2 \beta a \sin(\theta) \cos(\varphi)$$

$$v = 1/2 \beta b \sin(\theta) \sin(\varphi)$$

در این حالت دامنه اولین لوب فرعی 26dB پائین تر از لوب اصلی (مانند رشته آنتن با توزیع مثلثی) است.

۱۰-۱۸- تشعشع از پنجره دایروی لبه دار با توزیع میدان یکنواخت [۱,۶]

فرض میکنیم میدان الکتریکی بصورت $E_x = E_0 \hat{x}$ بوده و بنابراین

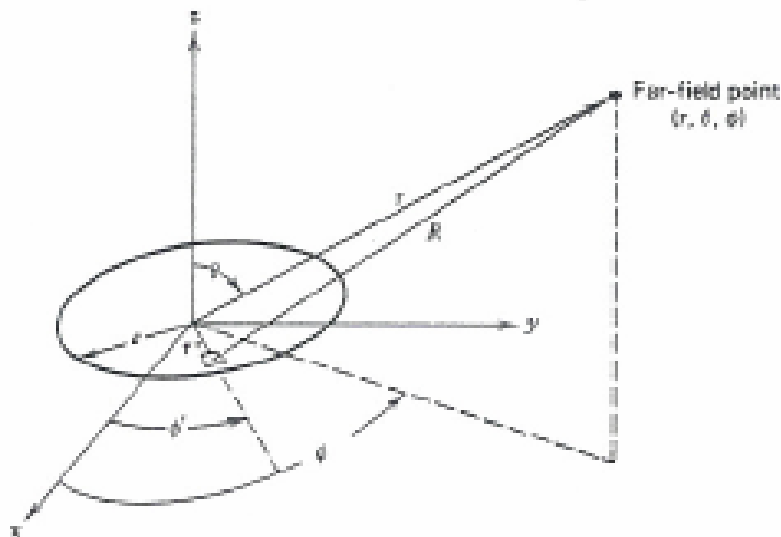
$$M_y^s = -n \times E = -\hat{z} \times \hat{x} E_0 = -E_0 \hat{y}$$

است. از طرفی داریم :

$$R = r - (\rho' \cos(\varphi') \hat{x} + \rho' \sin(\varphi') \hat{y}) \cdot (\sin(\theta) \cos(\varphi) \hat{x} + \sin(\theta) \sin(\varphi) \hat{y})$$

$$R = r - \rho' \cos(\varphi - \varphi') \sin(\theta)$$

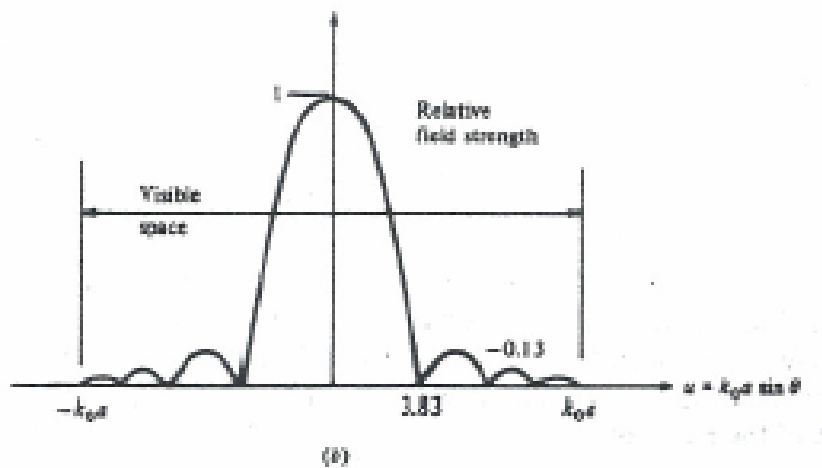
و بنابر این مقدار بردار مغناطیسی برابر خواهد بود با



شکل ۱۰-۵۰

$$\begin{aligned}
 F_y(r) &= -\frac{\varepsilon E_0}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_0^{2\pi} \int_0^a e^{j\beta \rho' \cos(\varphi - \varphi') \sin(\theta)} \rho' d\rho' d\varphi' \\
 &= -\frac{\varepsilon E_0}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} 2\pi \int_0^a J_0(\beta \rho' \sin(\theta)) \rho' d\rho' \\
 &= -\frac{\varepsilon E_0}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} 2\pi a^2 \frac{J_1(\beta a \sin(\theta))}{\beta a \sin(\theta)}
 \end{aligned}$$

با دانستن بردار پتانسیل مغناطیسی میتوان به سادگی میدان ها را محاسبه کرد. در این پنجره اولین لوب فرعی دارای دامنه ای حدود ۱۳٪ نسبت به ماکزیمم است، و بنابراین دامنه اولین لوب فرعی، در هر دو صفحه، حدود ۱۷.۶dB کوچکتر است. سطح موثر این پنجره، همان سطح فیزیکی آن است.



شکل ۱۰-۵۱

شکل زیر پرتو نوعی از این آنتن را نشان میدهد.

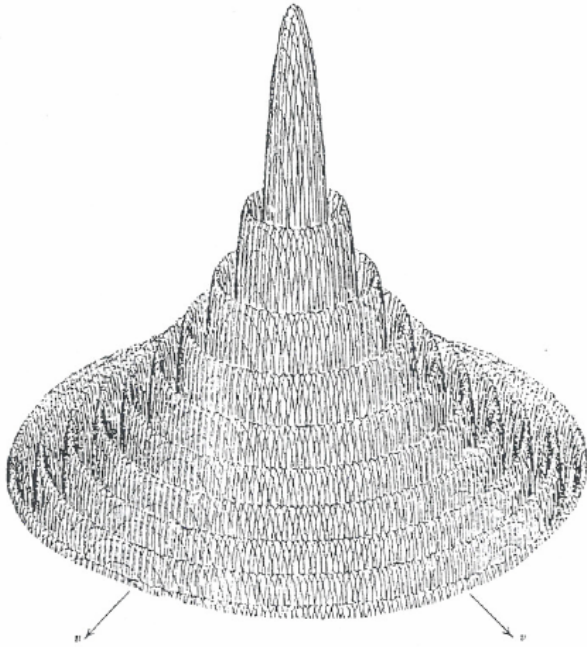


Figure 8-19 Radiation pattern of a uniform amplitude, uniform phase, 10-wavelength diameter circular aperture.

$$D = 10\lambda$$

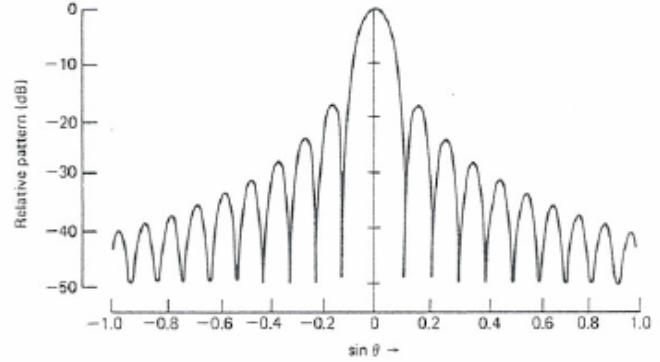


Figure 8-20 Pattern of a 10λ diameter uniform circular aperture. It equals the pattern in any plane passing through the center of Fig. 8-19.

شکل ۱۰-۵۲

۱۰-۱۹- تشعشع از دهانه موجبر دایروی لبه دار با مود TE_{11} [۱]

اگر روی سطح پنجره توزیع میدان بصورت مود TE_{11} باشد، مولفه میدانها بصورت زیر هستند

$$E_\rho = \frac{2 \sin(\varphi)}{\rho} J_1(1.84\rho/a)$$

$$E_\varphi = \frac{2a \cos(\varphi)}{1.84} \frac{d}{d\rho} J_1(1.84\rho/a)$$

اگر تصاویر این میدان ها را روی محورهای مختصات تعیین کرده و از روابط توابع بسل استفاده کنیم ، داریم

$$E_y = E_\rho \sin(\varphi) + E_\varphi \cos(\varphi)$$

$$E_x = E_\rho \cos(\varphi) - E_\varphi \sin(\varphi)$$

$$E_x = J_2(1.84\rho/a) \sin(2\varphi)$$

$$E_y = J_0(1.84\rho/a) - J_2(1.84\rho/a) \cos(2\varphi)$$

و با تعیین جریان مغناطیسی سطحی و سپس پتانسیل ها ، میدان ها بصورت زیر است

$$E_\theta = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{r} 2a^2 \sin(\varphi) J_1(1.84) / 1.84 J_1(u) / u$$

$$E_\varphi = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{r} 2a^2 \cos(\varphi) \cos(\theta) \left[\frac{1.84}{1.84^2} J_1(1.84) \cdot \frac{dJ_1(u)}{du} \right]$$

$$u = \beta a \sin(\theta)$$

دایرکتیویته این پنجره برابر با

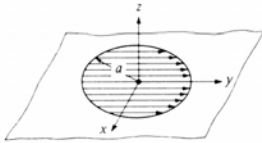
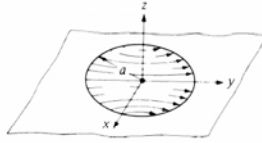
$$D = \frac{.66 \pi a^2}{\beta' \lambda \lambda^2}$$

$$\beta' = [\beta^2 - (1.84/a)^2]^{1/2}$$

است. برای $a/\lambda = 5$ عرض لوب نصف قدرت، در صفحات H, E میدان در حدود 20° و 30° درجه است. نسبت لوب اصلی به فرعی نیز حدود 17.6 و 26.2 دسی بل است.

در جدول زیر، روابط دو پنجره دایروی یکنواخت و مود TE_{11} داده شده است.

TABLE 12.2 Equivalents, Fields, Beamwidths, Side Lobe Levels, and Directivities of Circular Apertures

	Uniform Distribution Aperture on Ground Plane	TE_{11} -Mode Distribution Aperture on Ground Plane
Aperture distribution of tangential components (analytical)	$E_a = \hat{a}_\rho E_\rho, \rho' \leq a$	$\left. \begin{aligned} E_a &= \hat{a}_\rho E_\rho + \hat{a}_\phi E_\phi \\ E_\rho &= E_0 J_1(\chi'_{11} \rho'/a) \sin \phi' / \rho' \\ E_\phi &= E_0 J_1'(\chi'_{11} \rho'/a) \cos \phi' \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \rho' &\leq a \\ \chi'_{11} &= 1.841 \\ \rho' &= \frac{\partial}{\partial \rho'} \end{aligned}$
Aperture distribution of tangential components (graphical)		
Equivalent	$M_s = \begin{cases} -2\hat{n} \times E_a & \rho' \leq a \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$ $J_s = 0 \text{ everywhere}$	$M_s = \begin{cases} -2\hat{n} \times E_a & \rho' \leq a \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$ $J_s = 0 \text{ everywhere}$
Far-zone fields	$Z = ka \sin \theta$ $C_1 = j \frac{ka^2 E_0 e^{-jkr}}{r}$ $C_2 = j \frac{ka E_0 J_1(\chi'_{11}) e^{-jkr}}{r}$ $\chi'_{11} = 1.841$	$E_r = H_r = 0$ $E_\theta = j C_1 \sin \phi \frac{J_1(Z)}{Z}$ $E_\phi = j C_2 \cos \theta \cos \phi \frac{J_1(Z)}{Z}$ $H_\theta = -E_\phi / \eta$ $H_\phi = E_\theta / \eta$
		$E_r = H_r = 0$ $E_\theta = C_2 \sin \phi \frac{J_1(Z)}{Z}$ $E_\phi = C_2 \cos \theta \cos \phi \frac{J_1'(Z)}{1 - (Z/\chi'_{11})^2}$ $H_\theta = -E_\phi / \eta$ $H_\phi = E_\theta / \eta$ $J_1'(Z) = J_0(Z) - J_1(Z)/Z$

در شکل زیر نیز پرتو دو آنتن مقایسه شده است.

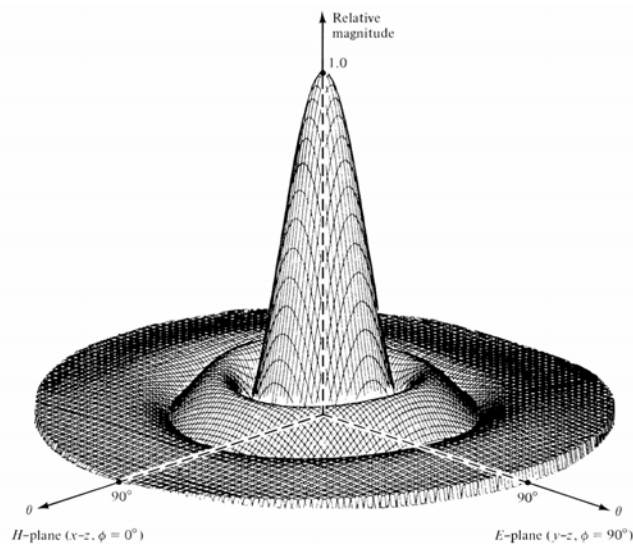


Figure 12.17 Three-dimensional field pattern of a constant field circular aperture mounted on an infinite ground plane ($a = 1.5\lambda$).

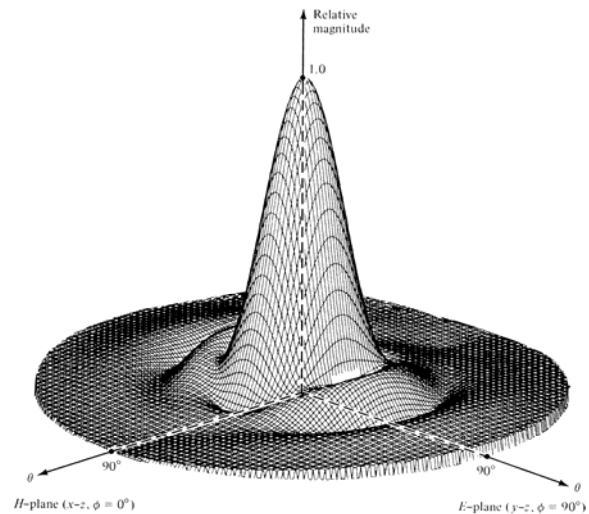


Figure 12.18 Three-dimensional field pattern of a TE_{11} -mode circular waveguide mounted on an infinite ground plane ($a = 1.5\lambda$).

شکل ۱۰-۵۳

در جدول زیر مشخصات دو آنتن مقایسه شده اند.

توزیع یکنواخت

توزیع TE₁₁

Half-power beamwidth (degrees)	E-plane $a \gg \lambda$	$\frac{29.2}{a/\lambda}$	$\frac{29.2}{a/\lambda}$
	H-plane $a \gg \lambda$	$\frac{29.2}{a/\lambda}$	$\frac{37.0}{a/\lambda}$
First null beamwidth (degrees)	E-plane $a \gg \lambda$	$\frac{69.9}{a/\lambda}$	$\frac{69.9}{a/\lambda}$
	H-plane $a \gg \lambda$	$\frac{69.9}{a/\lambda}$	$\frac{98.0}{a/\lambda}$
First side lobe max. (to main max.) (dB)	E-plane	-17.6	-17.6
	H-plane	-17.6	-26.2
Directivity D_0 (dimensionless)	$\frac{4\pi}{\lambda^2} (\text{area}) = \frac{4\pi}{\lambda^2} (\pi a^2) = \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2$		$0.836 \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 = 10.5\pi \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2$

میتوان پنجره های مستطیلی و یا دایروی با توزیع میدان های دیگر را نیز بررسی کرد. در زیر برخی از این حالات آمده است.

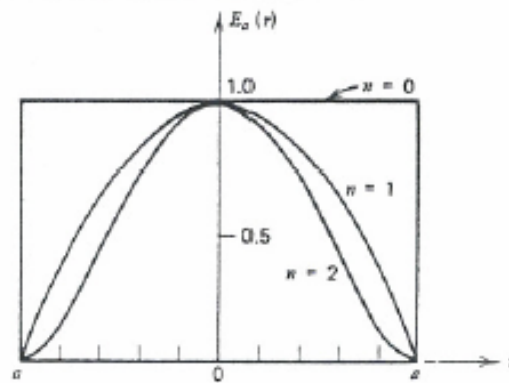
اگر توزیع میدان بشکل توانی از سهمی باشد، مشخصات بصورت زیر است.

Table 8-1 Characteristics of Tapered Circular Aperture Distributions

(a) Parabolic taper

$$E_a(r) = \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^n$$

$$f(\theta, n) = \frac{2^{n+1}(n+1)! J_{n+1}(\beta a \sin \theta)}{(\beta a \sin \theta)^{n+1}}$$



n	HP (rad)	Side lobe level (dB)	ϵ_s	Normalized pattern $f(\theta, n)$
0	$1.02 \frac{\lambda}{2a}$	-17.6	1.00	$\frac{2J_1(\beta a \sin \theta)}{\beta a \sin \theta}$
1	$1.27 \frac{\lambda}{2a}$	-24.6	0.75	$\frac{8J_2(\beta a \sin \theta)}{(\beta a \sin \theta)^2}$
2	$1.47 \frac{\lambda}{2a}$	-30.6	0.55	$\frac{48J_3(\beta a \sin \theta)}{(\beta a \sin \theta)^3}$

شکل ۱۰-۵۴

همین طور در صورتی که توزیع بصورت توانی از سهمی پایه دار باشد مشخصات بصورت زیر است

(b) Parabolic taper on a pedestal

$$E_d(r) = C + (1 - C) \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^n$$

$$f(\theta, n, C) = \frac{C f(\theta, n=0) + \frac{1-C}{n+1} f(\theta, n)}{C + \frac{1-C}{n+1}}$$

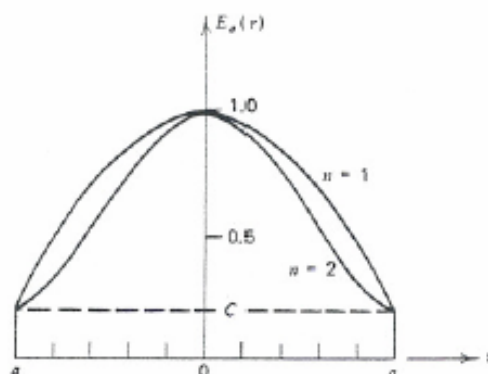


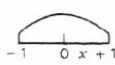

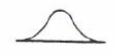
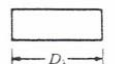
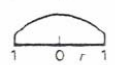


Table 8-1 (continued)

Edge illumination		n = 1			n = 2		
		HP (rad)	Side lobe level (dB)	ϵ_t	HP (rad)	Side lobe level (dB)	ϵ_t
C (dB)	C						
-8	0.398	$1.12 \frac{\lambda}{2a}$	-21.5	0.942	$1.14 \frac{\lambda}{2a}$	-24.7	0.918
-10	0.316	$1.14 \frac{\lambda}{2a}$	-22.3	0.917	$1.17 \frac{\lambda}{2a}$	-27.0	0.877
-12	0.251	$1.16 \frac{\lambda}{2a}$	-22.9	0.893	$1.20 \frac{\lambda}{2a}$	-29.5	0.834
-14	0.200	$1.17 \frac{\lambda}{2a}$	-23.4	0.871	$1.23 \frac{\lambda}{2a}$	-31.7	0.792
-16	0.158	$1.19 \frac{\lambda}{2a}$	-23.8	0.850	$1.26 \frac{\lambda}{2a}$	-33.5	0.754
-18	0.126	$1.20 \frac{\lambda}{2a}$	-24.1	0.833	$1.29 \frac{\lambda}{2a}$	-34.5	0.719
-20	0.100	$1.21 \frac{\lambda}{2a}$	-24.3	0.817	$1.32 \frac{\lambda}{2a}$	-34.7	0.690

شکل ۱۰-۵۵

در جدول زیر نیز انواع پنجره مستطیلی و دایروی مقایسه شده اند

A-10 BEAM WIDTH AND SIDELobe LEVEL FOR RECTANGULAR AND CIRCULAR APERTURE DISTRIBUTIONS†

Aperture field distribution		Half-power beam width	Level of first sidelobe, dB
Rectangular or linear apertures	$E(x)$		
Tapered to $\frac{1}{3}$ at edge (~ 10 dB down) $E(x) = 1 - 2x^2/3$		$\frac{59^\circ}{L_\lambda}$	-19
Tapered to zero at edge $E(x) = 1 - x^2 \approx \cos(\pi x/2)$		$\frac{66^\circ}{L_\lambda}$	-21
Tapered to zero at edge $E(x) = \cos^2(\pi x/2)$		$\frac{83^\circ}{L_\lambda}$	-32
Circular apertures			
Uniform		$\frac{58^\circ}{D_\lambda}$	-18
Tapered to $\frac{1}{3}$ at edge (~ 10 dB down) $E(r) = 1 - 2r^2/3$		$\frac{66^\circ}{D_\lambda}$	-23
Tapered to zero at edge $E(r) = 1 - r^2$		$\frac{73^\circ}{D_\lambda}$	-25
Tapered to zero at edge $E(r) = (1 - r^2)^2$		$\frac{84^\circ}{D_\lambda}$	-31

† $L_\lambda = L/\lambda$, $D_\lambda = D/\lambda$. It is assumed that $L_\lambda \gg 1$ and $D_\lambda \gg 1$. For a uniform rectangular or linear aperture $HPBW \approx 51^\circ/L_\lambda$ with first sidelobe -13 dB. See also Tables 12-3 and 13-1.

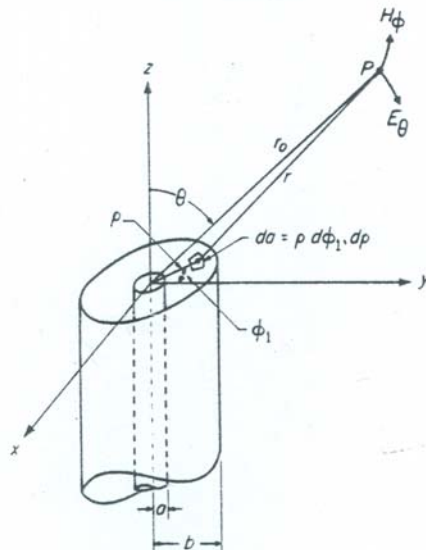
۱۰-۱۹- تشعشع از دهانه باز کابل هم محور لبه دار [۷]

با فرض مود TEM در دهانه کابل هم محور لبه دار، فقط میدان الکتریکی E_ρ وجود داشته که مقدار آن برابر با

$$E_\rho = \frac{V}{\rho \ln(b/a)} = \frac{K}{\rho}$$

است. جریان مغناطیسی برابر با مقدار زیر خواهد بود

$$M_\phi^s = -n \times E = -z \times \rho E_\rho = -K / \rho \hat{\phi}$$



شکل ۱۰-۵۶

با توجه با تقارن نسبت به محور z توابع مستقل از φ بوده و بنابراین میتوانیم آن را در صفحه xoz حساب کنیم. به این ترتیب داریم :

$$R = r - \rho' \sin(\varphi') \sin(\theta)$$

و سپس

$$F_{\varphi}(r) = -\frac{\epsilon K}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_0^{2\pi} \int_a^b \frac{1}{\rho'} e^{j\beta \rho' \sin(\varphi') \sin(\theta)} \rho' d\rho' d\varphi'$$

اگر ابعاد کابل هم محور نسبت به طول موج خیلی کوچک باشد ، میتوان نوشت:

$$e^{j\delta} = \cos(\delta) + j \sin(\delta) \approx 1 + j\delta$$

با استفاده از این تقریب در انتگرال خواهیم داشت:

$$F_{\varphi} = -\frac{j\beta\epsilon K}{8} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin(\theta) [b^2 - a^2]$$

و بنابراین میدان مغناطیسی برابر است با

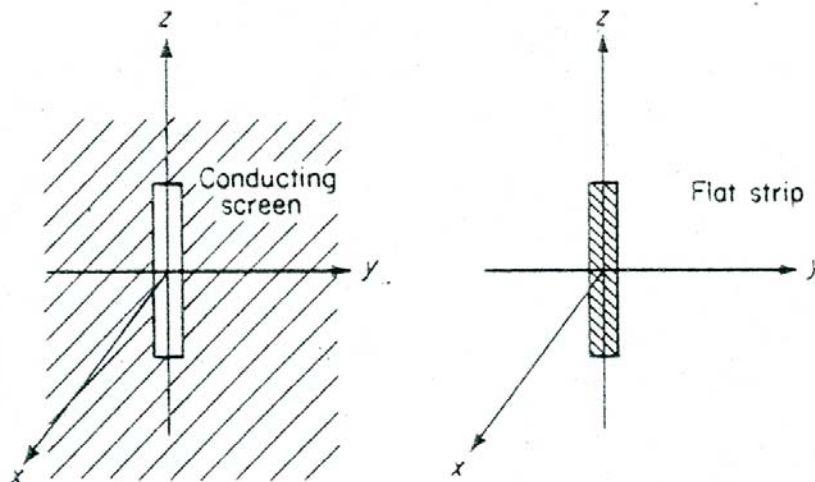
$$H_{\varphi} = \frac{\beta\omega\epsilon K}{8} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin(\theta) [b^2 - a^2]$$

مشاهده میشود که میدان این آنتن مانند میدان یک حلقه جریان مغناطیسی (دوگان حلقه جریان الکتریکی) بسیار کوچک است.

۱۰-۲۰- آنتن های مکمل Complimentary antennas [۷]

با ایجاد شیارهایی در یک صفحه هادی ، مثلا بدنه هواپیما و یا دیواره موجبر ، آنتن های شیاری ساخته میشوند. تغذیه این آنتن ها میتواند توسط یک خط تغذیه و یا مثلا، خود موجبر باشد.

آنتن های شیاری ، در یک صفحه مسطح صاف و بزرگ ، با آنتن جدا شده از آن صفحه ، که مکمل هم هستند ، از خود خصوصیتی را نشان میدهند. در شکل زیر ، یک تسمه از یک صفحه صاف بریده و خارج شده است که معمولا ما آن را تسمه، یا دی پل ، و صفحه باقیمانده را شیار یا اسلات مینامیم.



شکل ۱۰-۵۷

این دو آنتن ، دو مساله با شرائط حدی متفاوت هستند . در هر مورد باید معادلات موج برای آنها حل شوند. ولی اگر دقت کنیم ، شرائط حدی دو مساله دارای خصوصياتی هستند که حل کردن یکی از دو مساله ، اطلاعاتی راجع به دیگری نیز بدست میدهد.

در آنتن اسلات:

میدانهای الکتریکی و مغناطیسی روی صفحه هادی دارای شرائط زیرند:

$$1- \text{ میدانهای مماسی الکتریکی برابر با صفرند ، یعنی } E_y = 0, E_z = 0$$

$$2- \text{ میدان عمودی مغناطیسی نیز برابر صفر است ، یعنی } H_x = 0$$

میدانهای الکتریکی و مغناطیسی برای قسمت خالی صفحه هادی دارای شرائط زیرند:

$$3- \text{ میدانهای مماسی مغناطیسی بخاطر تقارن ، برابر با صفرند ، یعنی } H_y = 0, H_z = 0$$

$$4- \text{ میدان عمودی الکتریکی نیز بخاطر تقارن ، برابر صفر است ، یعنی } E_x = 0$$

دلیل قسمت ۳ این است که اگر صفحه دارای جریان باشد ، میدان های دو طرف صفحه بعلت تقارن، مساوی و مخالف هم هستند، و بنابراین ، درست روی قسمت بریده شده صفحه ، دو میدان یکدیگر را خنثی میکنند. در قسمت ۴ هم ، اگر بخواهد میدان E_x وجود داشته باشد ، این به این معنی است که خطوط میدان از روی صفحه ، به پشت صفحه رفته اند که این بعلت تقارن ، منطقی نیست.

در آنتن دی پل:

میدانهای الکتریکی و مغناطیسی روی صفحه ولی خارج از دی پل، دارای شرائط زیرند:

$$1- \text{ میدانهای مماسی مغناطیسی بعلت تقارن، برابر با صفرند ، یعنی } H_y = 0, H_z = 0$$

$$2- \text{ میدان عمودی الکتریکی باز هم بعلت تقارن ، برابر صفر است، یعنی } E_x = 0$$

میدانهای الکتریکی و مغناطیسی برای صفحه هادی دی پل دارای شرائط زیرند:

$$3- \text{ میدانهای مماسی الکتریکی بخاطر وجود هادی ، برابر با صفرند ، یعنی } E_y = 0, E_z = 0$$

$$4- \text{ میدان عمودی مغناطیسی نیز بخاطر وجود هادی، برابر صفر است ، یعنی } H_x = 0$$

با دقت در شرائط حدی بالا ، واضح است که از نظر ریاضی ، دو مساله کاملا یکی هستند و فقط جای میدان ها در دو مساله عوض شده است . بنابراین به استثنای یک مقدار ثابت ، میتوان میدان ها را برابر دانست. یعنی

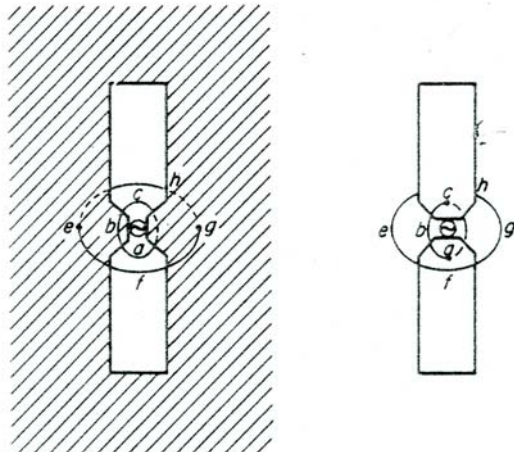
$$E_s = kH_d, H_s = k' E_d$$

پس شکل میدان الکتریکی اسلات ، مشابه شکل میدان مغناطیسی برای دی پل بوده و بالعکس.

در مورد امپدانس دو آنتن نیز ، میتوانیم رابطه ای را بدست آوریم ، یعنی با دانستن امپدانس دی پل ، نیازی به محاسبه امپدانس اسلات نخواهد بود. این کار با استفاده از شکل زیر توضیح داده میشود
برای آنتن دی پل میتوان روابط ولتاژ و جریان را بصورت زیر نوشت:

$$V_d = - \int_{abc} E_d \cdot dl$$

$$I_d = \oint_{efghe} H_d \cdot dl = 2 \int_{efg} H_d \cdot dl$$



شکل ۱۰-۵۸

و امپدانس آن برابر است با

$$Z_d = \frac{V_d}{I_d} = \frac{-\int_{abc} E_d \cdot dl}{2 \int_{efg} H_d \cdot dl}$$

به همین ترتیب برای آنتن اسلات داریم :

$$V_s = -\int_{gfe} E_s \cdot dl = \int_{efg} E_s \cdot dl$$

$$I_s = \oint_{abcd} H_s \cdot dl = 2 \int_{abc} H_s \cdot dl$$

و امپدانس نیز برابر است با

$$Z_s = \frac{V_s}{I_s} = \frac{\int_{efg} E_s \cdot dl}{2 \int_{abc} H_s \cdot dl}$$

اگر حاصل ضرب $Z_s Z_d$ را تشکیل دهیم ، و از روابط بین میدانهای اسلات و دی پل نیز استفاده کنیم خواهیم داشت:

$$Z_s Z_d = \frac{\int_{efg} E_s \cdot dl}{2 \int_{abc} H_s \cdot dl} \times \frac{-\int_{abc} E_d \cdot dl}{2 \int_{efg} H_d \cdot dl} = \frac{\int_{efg} K H_d \cdot dl}{2 \int_{abc} K' E_d \cdot dl} \times \frac{-\int_{abc} E_d \cdot dl}{2 \int_{efg} H_d \cdot dl} = -\frac{K}{4K'}$$

اما در میدان دور میتوان $E_s = \eta H_s$ و $E_d = -\eta H_d$ (بخاطر درست بودن جهت انتشار، که باید موج از آنتن دور شود) در نظر گرفت و بنابراین

$$\frac{K}{K'} = \frac{E_s / H_d}{H_s / E_d} = -\eta^2$$

پس داریم :

$$Z_s Z_d = -\frac{K}{4K'} = \frac{\eta^2}{4}$$

این رابطه ، برای همه آنتن های مکمل صادق است. مثلا برای آنتن دی پل نصف طول موج که در آن $Z_d = 73 + j43$ است، امپدانس مکمل آن برابر است با

$$Z_s = \frac{\eta^2}{4Z_d} = 362.9 - j211.3$$

برای آنتن اسلات رزنانس که $Z_d = 65$ است ، مقدار $Z_s = 550$ اهم خواهد بود. هم چنین امپدانس آنتن اسلات تاشده (مکمل دی پل تاشده) دارای امپدانس ۱۳۸ اهم است.

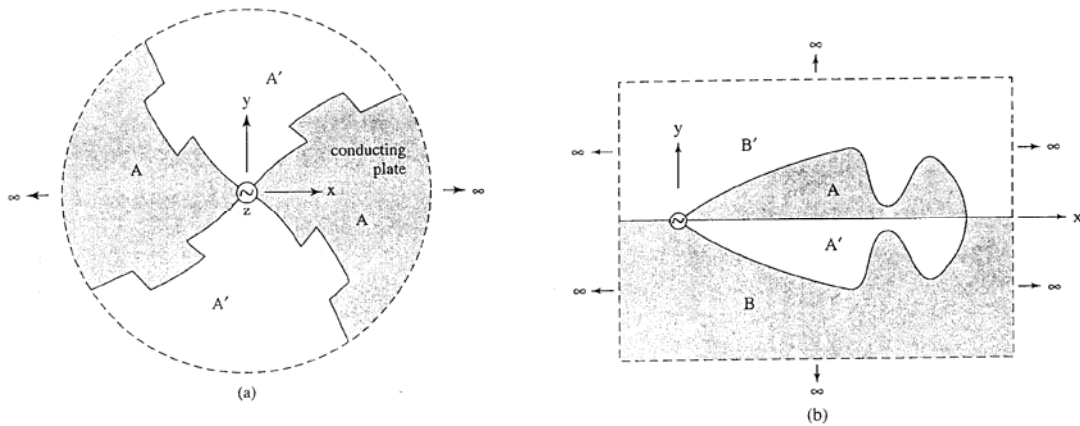
۱۰-۲۲- آنتن های خود مکمل Self complementary antennas [۴,۷]

اگر شیار در صفحه طوری باشد که دی پل و اسلات کاملا یکی باشند، یعنی آنتن و مکمل آن یکی باشند، آنتن خود مکمل شده و $Z_s = Z_d$ بوده و خواهیم داشت

$$Z_s Z_d = Z_d^2 = \frac{\eta^2}{4}$$

$$Z_d = \frac{\eta}{2} \approx 188\Omega$$

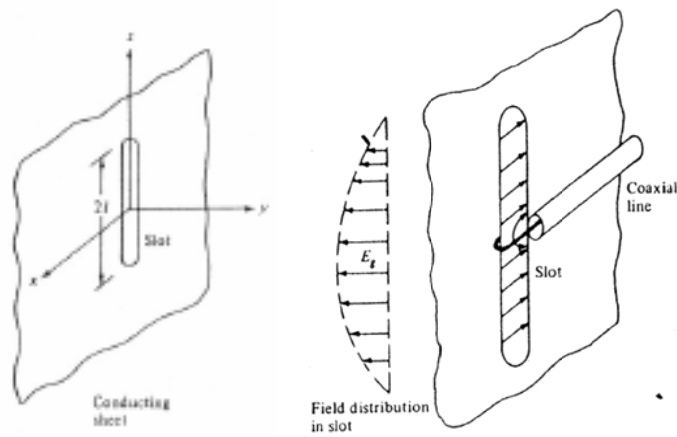
و این خصوصیت ، مستقل از شکل آنتن است. قبلا این موضوع در مورد آنتن های مستقل از فرکانس خود مکمل گفته شد و در شکل زیر نیز چند آنتن خود مکمل را می بینید.



شکل ۱۰-۵۹

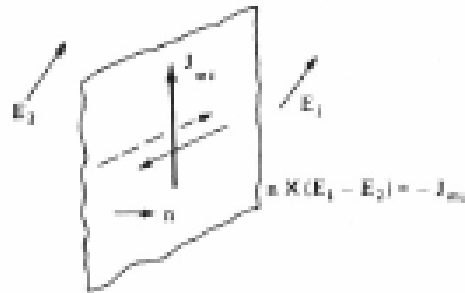
۱۰-۲۳- آنتن مکمل دی پل $\lambda/2$ -دی پل شیاری [۱]

آنتن شیاری مکمل دی پل ، معمولا مطابق شکل ، با کابل هم محور تغذیه میشود. طول آن بخاطر رزنانس بودن کمتر از $\lambda/2$ است.

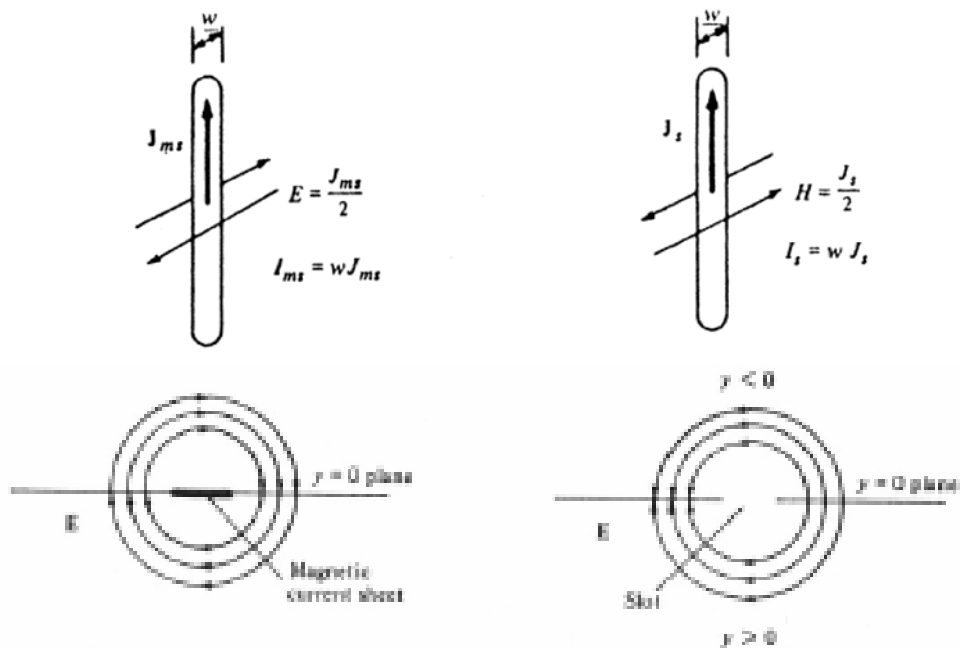


شکل ۶۰-۱۰

مساله معادل این آنتن در شکل زیر نشان داده شده است. اگر عرض شیار $w \ll \lambda$ باشد، مساله تبدیل به آنتن دی پل با جریان مغناطیسی با مقدار $K = 2wM_z^s$ میشود. البته چون بردار عمود بر سطح در دو طرف مخالف هم هستند، جریان های سطحی نیز خلاف جهت یکدیگرند.



شکل ۶۱-۱۰



شکل ۶۲-۱۰

در حالت معادل بالا، مساله تبدیل به یک دی پل مغناطیسی با جریان $K = 2E_g w \cos(\beta z)$ و یا $K = K_m \cos(\beta z)$ میشود، که با مقایسه با دوگان آن که دی پل با جریا الکتریکی $I = I_m \cos(\beta z)$ است، میدان برابر با مقادیر زیر است.

$$E_\theta = j60I_m \frac{e^{j\beta r}}{r} \cdot \frac{\cos(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \Rightarrow H_\theta = j60K_m \frac{e^{j\beta r}}{r} \cdot \frac{\cos(\pi/2 \cos(\theta))}{\sin(\theta)}$$

تفاوت حالت بالا، با موقعی که فقط یک دی پل مغناطیسی وجود دارد، در آن است که در این حالت میدان الکتریکی در دو طرف، در یک جهتند ولی در حالت دی پل تنها، در خلاف جهت هستند.

آنتن های شیاری معمولا روی سطوح غیر مسطح هم ساخته و بکار میروند که برخی باروشهای تحلیلی و بعضی عددی قابل بررسی هستند. در شکل زیر، یک اسلات روی بدنه یک استوانه فلزی ایجاد شده و پرتو آنتن در شکل نشان داده شده است [۱۰].

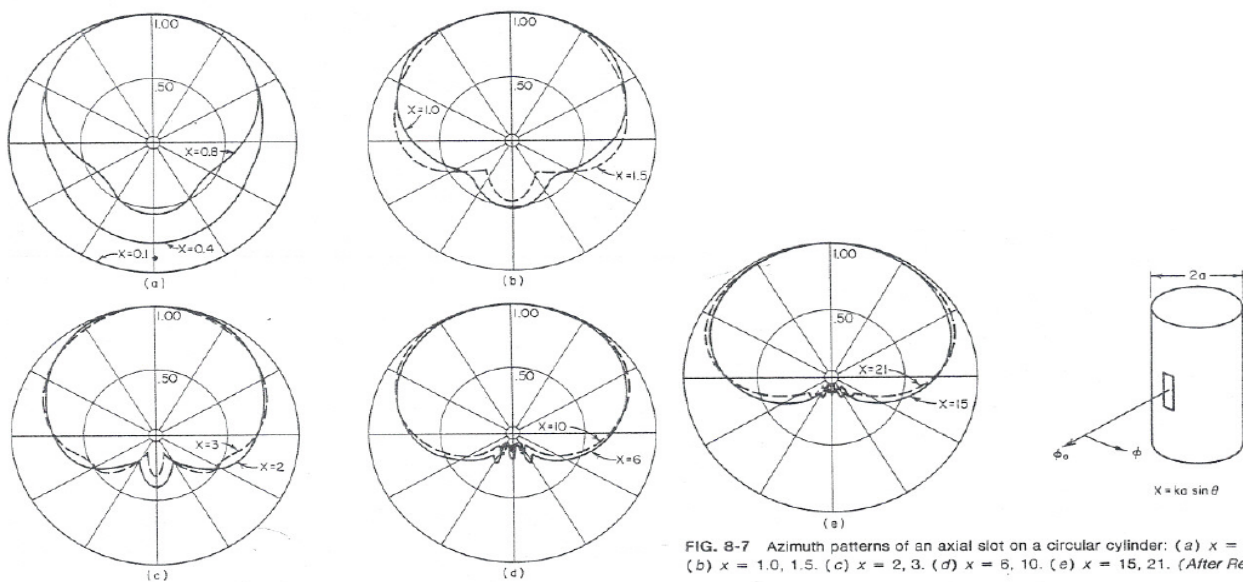
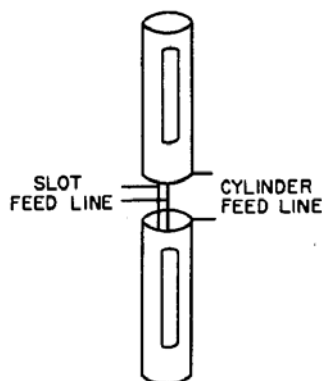


FIG. 8-7 Azimuth patterns of an axial slot on a circular cylinder: (a) $x = 0.1, 0.4, 0.8$. (b) $x = 1.0, 1.5$. (c) $x = 2, 3$. (d) $x = 6, 10$. (e) $x = 15, 21$. (After Ref. 4.)

شکل ۱۰-۶۳

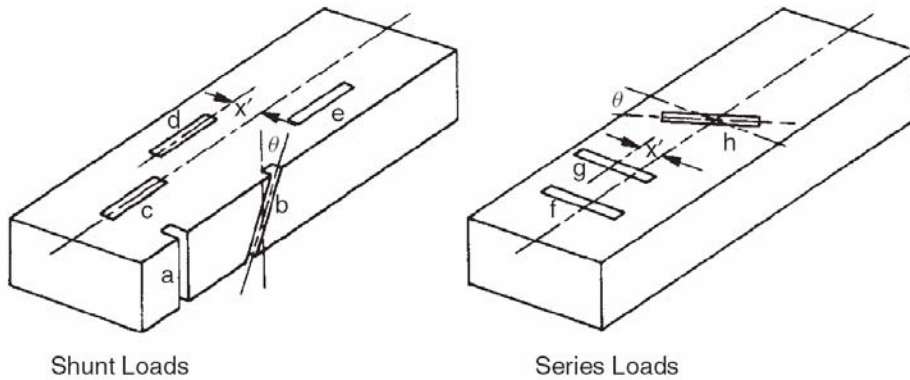
در شکل زیر میتوان از ترکیب یک دی پل و اسلاتهایی که روی آن دی پل در آمده اند، با تغذیه مناسب و جداگانه پلاریزاسیون دایروی ایجاد کرد.



شکل ۱۰-۶۴

۱۰-۲۴- رشته آنتن اسلات موجبری [۱,۲]

آنتن های اسلات موجبری بخاطر اینکه توسط موج در موجبر تغذیه شده و میتوان تغذیه آنها را بطور دلخواه و با دقت خوب تعیین و طراحی کرد کاربرد زیادی دارند. این آنتن ها از ایجاد شیارهایی با طول و عرض مشخص و با فاصله معین از خط وسط موجبر ، و از یکدیگر، روی دیواره های پهن یا باریک موجبر، با زوایای معین ایجاد میشوند. در شکل زیر برخی از این حالات را می بینید. ما در این قسمت رشته آنتن اسلات روی دیواره پهن را بررسی میکنیم.



شکل ۱۰-۶۵

در موجبر مستطیلی با مود TE_{10} میدان ها بصورت زیرند

$$E_x = E_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z}$$

$$H_x = -E_0 Y_w \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z}$$

$$H_z = jE_0 \frac{\pi Y_0}{k_0 a} \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z}$$

که در آن

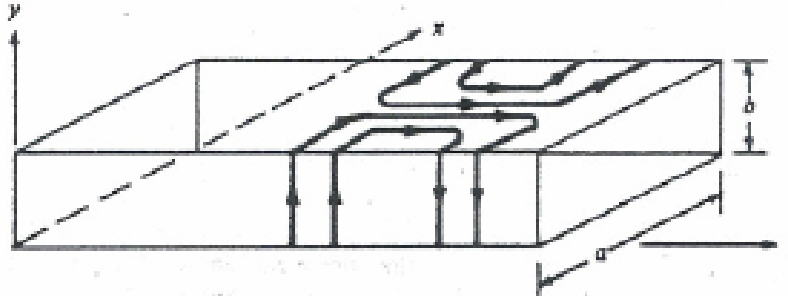
$$\beta = \left[k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{\lambda_0}{(1 - \lambda_0^2/4a^2)^{1/2}}$$

است. β_0 ثابت انتشار در فضای آزاد و Y_w ادمیتانس مشخصه عرضی موجبر است. میدانهای مغناطیسی موجود ، باعث ایجاد جریان سطحی روی دیواره داخل موجبر میشوند بطوری که

$$\mathbf{J}_s = -\mathbf{a}_y \times \mathbf{H} = \left(-jE_0 \frac{\pi Y_0}{k_0 a} \mathbf{a}_x \cos \frac{\pi x}{a} - E_0 Y_0 \sin \frac{\pi x}{a} \mathbf{a}_z \right) e^{-j\beta z}$$

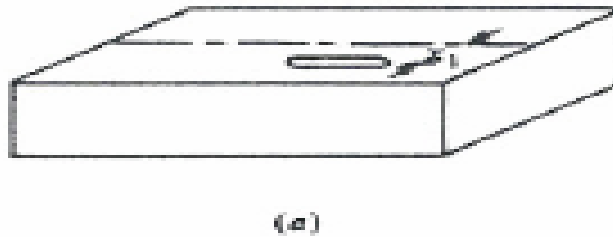
است. در شکل زیر خطوط جریان نشان داده شده اند.



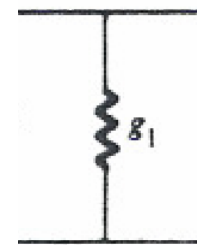
شکل ۱۰-۶۶

میتوان ثابت کرد که برای شیاری که روی دیواره پهن موجبر و به فاصله x_1 از محور تقارن موجبر و موازی با آن ، و طول $\lambda_0/2$ ، ایجاد شود ، کندوکتانس (نرمالیزه نسبت به امپدانس عرضی موجبر) آن برابر با مقدار زیر است (رابطه Stevenson با استفاده از تابع گرین مودی [۸]).

$$g = 2.09 \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \frac{a}{b} \cos^2 \frac{\pi \lambda_0}{2\lambda_g} \sin^2 \frac{\pi x_1}{a}$$



(الف)



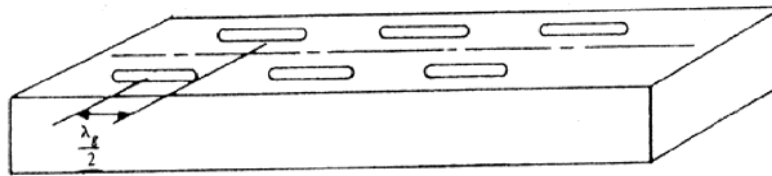
شکل ۱۰-۶۷

معمولا دو نوع رشته آنتن اسلات موجبری ، یکی رزنانس ، که در آن رشته آنتن B.S. بوده و دیگری غیر رزنانس ، بکار میروند. در این بحث ما فقط رشته رزنانس را مختصرا توضیح میدهیم.

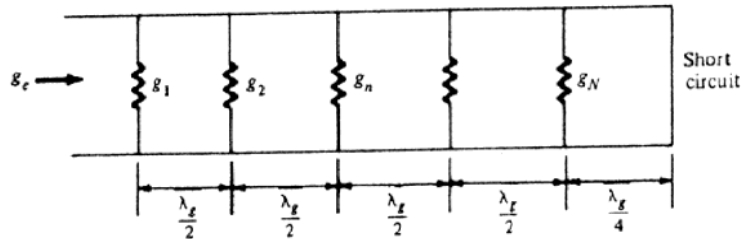
۱۰-۲۵- رشته آنتن اسلات موجبری رزنانس

در این حالت ، آنتن ها با فاصله $\lambda_g/2$ و یکی در میان ، با فاصله ، بالا و یا پائین محور موجبر قرار میگیرند. علت این کار آن است که برای B.S. بودن ، باید آنتن ها هم فاز باشند. برای این کار باید فاصله آنتن ها λ_g باشد . ولی این فاصله باعث ایجاد لوبهای اصلی اضافی (Grating lobe) در پرتو میشود که مطلوب نیست. و ضمنا اگر فاصله $\lambda_g/2$ هم باشد و آنتن ها روی محور قرار گیرند ، بعلا جهت جریان داخل موجبر و میدان های اسلات ، دارای 180° درجه اختلاف فاز خواهند شد. در صورتی که اگر اسلات را در بالای خط تقارن و به همان فاصله قرار دهیم ، همه با هم ، هم فاز میشوند.

با توجه به مطالب بالا ، معادل مداری این اسلات ها مطابق شکل زیر خواهد شد.



(a)



شکل ۱۰-۶۸

هر شیار دارای فاصله خاص خود از محور تقارن موجبر است تا با کندوکتانس خود ، تغذیه مورد نظر در طرح را ایجاد کند. چون همه کندوکتانس ها با فاصله $\lambda_g/2$ از هم قرار گرفته اند ، پس فاصله همه از ابتدا مضاربی از $\lambda_g/2$ بوده و مانند آن است که همه بطور موازی در ابتدا وصل شده اند. یعنی داریم

$$g_e = \sum_{n=1}^N g_n$$

اما اگر ولتاژ هر اسلات را برابر با V بگیریم، قدرت مصرفی هر اسلات، که تشعشع میشود ، برابر است با

$$1/2V^2 g_n$$

از طرفی ، اگر مقاومت تشعشعی شیار ها ، بعنوان آنتن ، که همه با هم مساوی است، چون مشابه هستند(از اثر متقابل شیار ها صرفنظر میشود)، R باشد ، پس قدرت تشعشعی هر اسلات برابر است با:

$$1/2RI_n^2$$

با مساوی قراردادن این قدرت ها خواهیم داشت

$$1/2RI_n^2 = 1/2V^2 g_n$$

$$g_n = \frac{R}{V} I_n^2 = KI_n^2$$

بنابراین ، جریان آنتن با کندوکتانس آن رابطه مستقیم دارد و با انتخاب مناسب g_n ، که به محل آن از محور تقارن موجبر، بستگی دارد ، میتوان جریان مورد نظر را در اسلات فرض کرد. البته نسبت این جریان ها ، که متناسب با تشعشع اسلات ها است مطرح است.

در طراحی رشته آنتن ها علاوه بر جریان مورد نظر برای پرتو خاص ، تطبیق آنتن هم مطرح است . اگر بخواهیم این رشته آنتن با امپدانس خط تغذیه ، که در اینجا موجبر است ، تطبیق باشد ، باید مجموعه کندوکتانس های نرمالیزه در ورودی برابر با یک باشد . یعنی

$$g_e = \sum_1^N g_n = 1$$

ویا

$$K \sum_1^N I_n^2 = 1$$

$$K = \frac{1}{\sum_1^N I_n^2}$$

با دانستن K و اینکه $g_n = KI_n^2$ است، اگر جریان نسبی هر آنتن هم مشخص باشد (مثلا یکنواخت ، چپی چف و غیره) میتوان مقادیر g_n هر اسلات را محاسبه کرد . با دانستن g_n ، فاصله هر اسلات از محور تقارن موجبر یعنی x_n نیز مشخص شده و طرح آنتن تکمیل خواهد شد.

مثلا اگر بخواهیم رشته آنتن ۵ تائی با توزیع مثلثی داشته باشیم ، یعنی

$$I_3 = 3, I_2 = I_4 = 2, I_1 = I_5 = 1$$

باشد، خواهیم داشت :

$$K(1 + 2 + 9 + 4 + 1) = 1$$

$$K = 1/(1 + 2 + 9 + 4 + 1) = .0526$$

که از این جا

$$g_1 = g_5 = .0526$$

$$g_2 = g_4 = 4 \times .0526 = .21$$

$$g_3 = 9 \times .0526 = .473$$

است. برای موجبر WR90 و در فرکانس 10GHz فاصله اسلات ها، بر حسب میلی اینچ بصورت زیر خواهند بود.

$$x_1 = x_5 = .071"$$

$$g_2 = g_4 = .146"$$

$$g_3 = .236"$$

فاصله شیار ها نیز برابر با $\lambda_g / 2 = .782$ (علامت " به معنی میلی اینچ) است.

عرض باند اینگونه آنتن ها بیش از چند درصد نیست. برای طراحی دقیق باید اثر متقابل هم در نظر گرفته شود. در این طراحی ، طول اسلات ها هم تغییر کرده و طوری طراحی میشود که بتوان تطبیق امپدانس و توزیع جریان مورد نظر را تامین کرد [۲] [پ ۸].

در شکل زیر یک رشته آنتن صفحه ای را که پرتو آن با تغییر فاز میچرخد، می بینید،

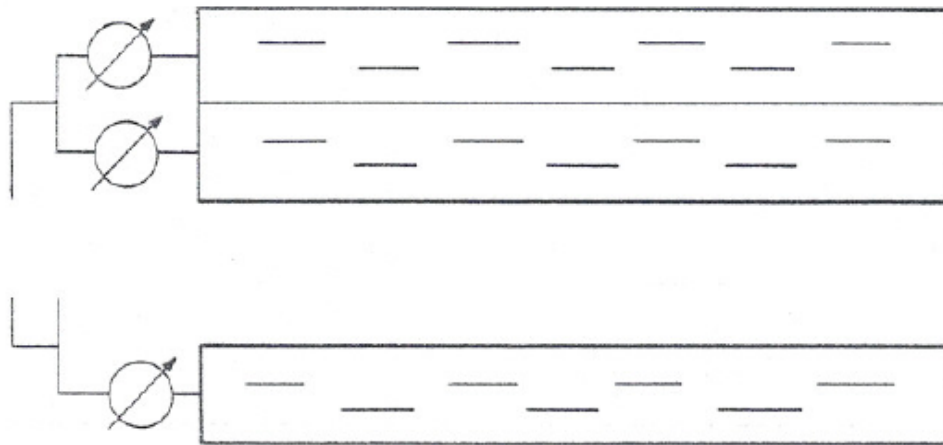
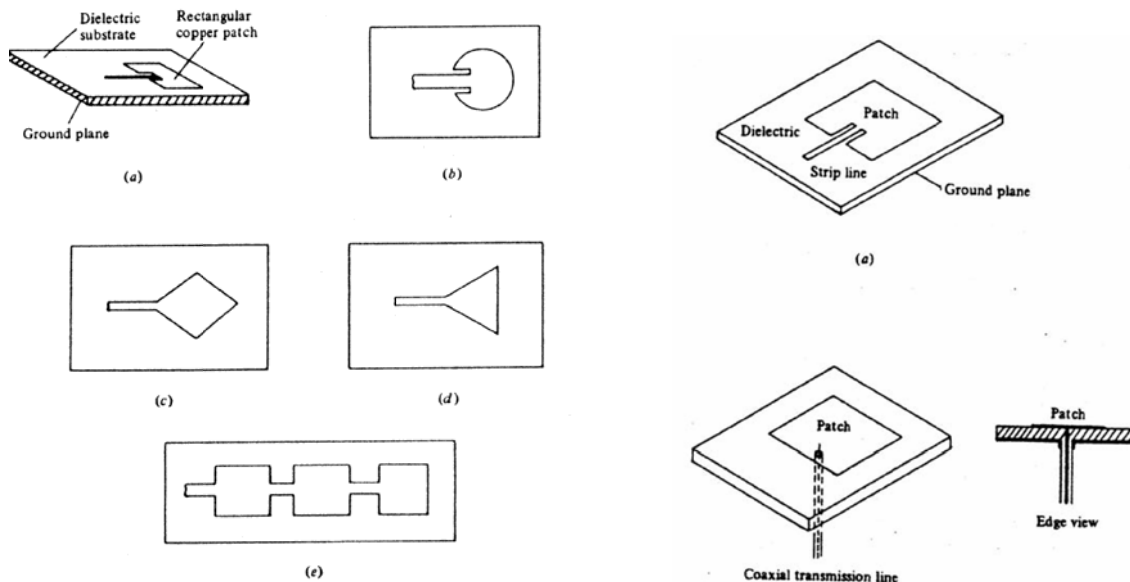


FIG. 9-17 Schematic diagram of an electronic steerable planar slot-antenna array.

شکل ۱۰-۶۹

۱۰-۲۶- آنتن های میکرواستریپ (*Microstrip antennas*) [۱]

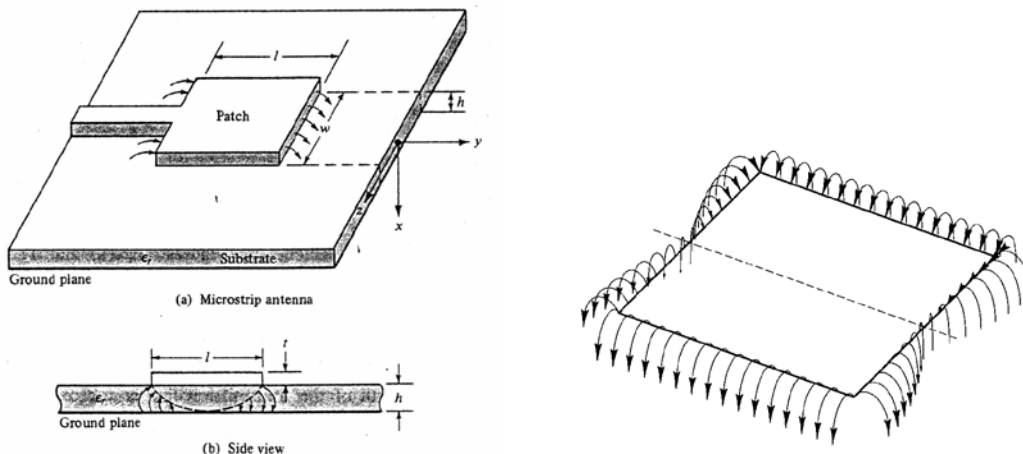
آنتن های ساخته شده از تکه (*Patch*) هائی از صفحه هادی که روی یک صفحه عایق و بالای یک صفحه هادی زمین قرار میگیرند ، آنتن میکرواستریپ نامیده میشوند. مزایای این آنتن ها ساخت ساده و سریع و ارزان و قابلیت انعطاف ، ومعايب آنها ، عرض باند کم و قدرت پائین است. پچ ها معمولا بصورت مستطیلی و یا دایروی ساخته شده و انواع شکل های بسیار متنوع آن ها نیز به متناسب با طرح بکار میروند. این آنتن ها با خط میکرواستریپ و یا پروب ، تغذیه میشوند.



شکل ۱۰-۷۰

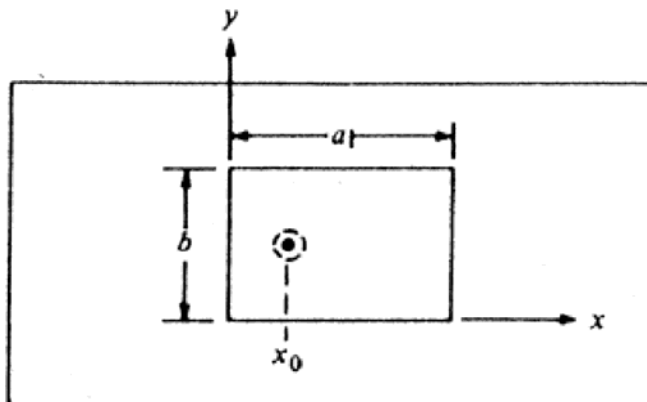
فاصله نقطه تغذیه از لبه پچ در مقدار امپدانس آنتن ، بسیار موثر است. یک پچ بعنوان یک محفظه با افت ، که افت آن عمدتا بعلت تشعشع از دیواره های آن است ، مورد بررسی قرار میگیرد. صفحات بالا و پائین محفظه را هادی الکتریکی ، و صفحات

کناری اطراف آن را ، که تشعشع از آنها انجام میشود ، هادی مغناطیسی (با تقریب) پوشانده است. معمولا این محفظه دارای ضریب شایستگی بالا بوده و بنابراین عرض باند این آنتن کم است. اساس تشعشع این آنتن میدان های تشکیل شده روی دیواره های کناری آن است. ما این دیواره ها را بعنوان پنجره هائی با میدان های مماسی الکتریکی روی آن گرفته و تشعشع از آن را حساب میکنیم



شکل ۱۰-۷۱

پچ های مستطیلی را میتوان بعنوان یک خط انتقال میکرواستریپ ، با انتهای باز در نظر گرفته و تحلیل کرد. ولی برای سایر شکلهای ، روش محفظه مناسب بوده و جواب نیز قابل قبول است. در روش تحلیل محفظه ای ، برای یک پچ مستطیلی ، با توجه به روش تحریک و ساختمان (که فاصله صفحات بالائی و پائینی بسیار کم است) ، مود TM با مشخصات $H_z = 0, E_z \neq 0$ مورد نظر است.



شکل ۱۰-۷۲

در این روش ، محفظه با دیواره جانبی از هادی مغناطیسی ، که شرط میدان مغناطیسی مماسی روی آن صفر است ، و دیواره های بالائی و پائینی از هادی الکتریکی ، که میدان الکتریکی عمودی روی آن میتواند وجود داشته باشد، در نظر گرفته میشود. با این شرط ، شکل مناسب میدان الکتریکی E_z در داخل محفظه بصورت زیر است:

$$E_z = C_{nm} \cos \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b}$$

با توجه به اینکه $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ بوده و E تابعی از z نیست (چون فاصله دو صفحه خیلی کم است)، داریم

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = 0$$

در رابطه بالا E_y, E_x وابسته به E_z نیستند. از طرفی از معادله ماکسول (با فرض مود TM که H_z صفر است) داریم

$$\begin{aligned} -j\omega\mu_0 H &= \nabla \times \mathbf{E} = a_x \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + a_y \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ &= a_x \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) + a_y \left(-\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

در رابطه بالا، میدان مغناطیسی فقط تابع E_z است و E_z هم با E_y, E_x رابطه ندارد، پس میتوان نتیجه گرفت که صفر بودن میدان های E_y, E_x در مود TM یک حل قابل قبول است. میدان مغناطیسی این مود بصورت زیر خواهد بود.

$$\mathbf{H} = -\frac{j}{k_0 Z_0} C_{nm} \left(\frac{m\pi}{b} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi y}{b}\right) a_x + \frac{n\pi}{a} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi y}{b}\right) a_y \right)$$

اگر محفظه با کابل هم محور تغذیه شده و جریان ورودی محفظه I_0 و شعاع پروب r_0 باشد، مقدار $J_0 = \frac{I_0}{2\pi r_0}$ بوده و معادله موج بصورت زیر خواهد بود:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{J}$$

با توجه به اینکه فقط E_z داریم و ضمناً

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0,$$

و

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

است، پس

$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = j\omega\mu_0 J_z$$

که $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$ و ϵ ضریب دی الکتریک عایق محفظه است. اگر همه مود ها را در نظر بگیریم:

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{nm} \cos \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b}$$

و با کاربرد این مقدار در معادله موج، و فرض تغییرات صفر در جهت z ، خواهیم داشت:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{nm} (k^2 - k_{nm}^2) \cos \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b} = jk_0 Z_0 J_z$$

که در آن $k_{nm}^2 = (n\pi/a)^2 + (m\pi/b)^2$ است.

رابطه بالا را میتوان بصورت بسط سری فوریه جریان J_0 دانست و مقدار C_{nm} را بشکل زیر بدست آورد:

$$C_{nm} = \frac{\epsilon_{0n} \epsilon_{0m}}{ab} \int_0^b \int_0^a \frac{jk_0 Z_0 J_z(x, y) \cos(n\pi x/a) \cos(m\pi y/b)}{k^2 - k_{nm}^2} dx dy$$

که در آن

$$\epsilon_{0n} = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 2 & n > 0 \end{cases}$$

است. رابطه بالا نشان میدهد که برای حالتی که $k_{mn} = k$ باشد، دامنه قابل ملاحظه بوده و در غیر این صورت قابل صرفنظر کردن است، و بنابراین آنتن میکرواستریپ دارای خصوصیت رزونانسی است. در شکل های زیر، مدهای مختلف میدان در لبه یک آنتن میکرواستریپ مستطیلی نشان داده شده است.

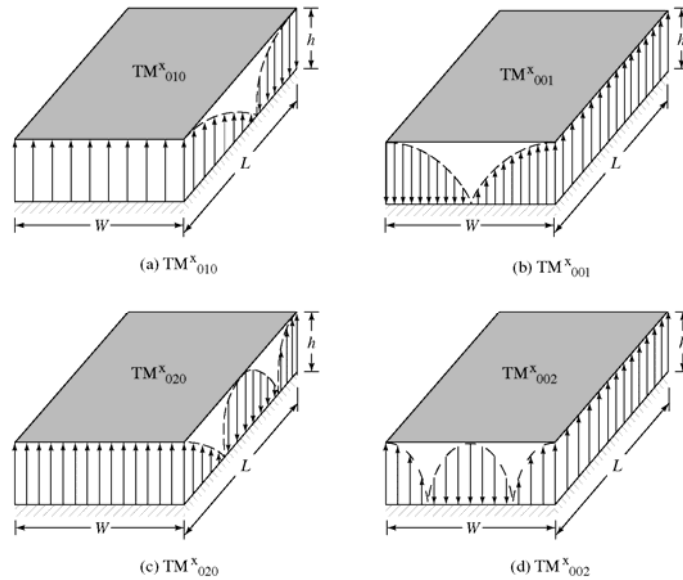


Figure 14.14 Field configurations (modes) for rectangular microstrip patch.

شکل ۱۰-۷۳

بچ ها بیشتر در حالت مود TM_{10} بکار میروند. برای این مود میدان E_z در دیواره های جانبی بصورت

$$E_z = E_0 \cos(\pi x / L)$$

و مستقل از y است. یعنی

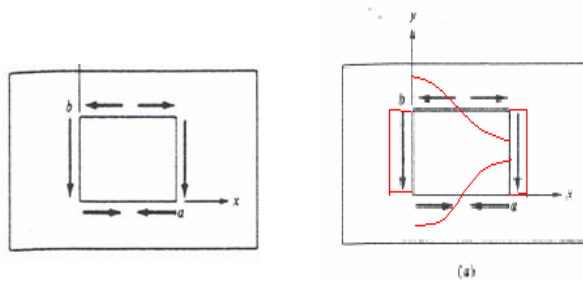
$$E_z = E_0 \Rightarrow x = 0$$

$$E_z = -E_0 \Rightarrow x = L$$

$$E_z = E_0 \cos(\pi x / L) \Rightarrow y = 0$$

$$E_z = E_0 \cos(\pi x / L) \Rightarrow y = W$$

شکل میدانها در زیر نشان داده شده است.



شکل ۱۰-۷۴

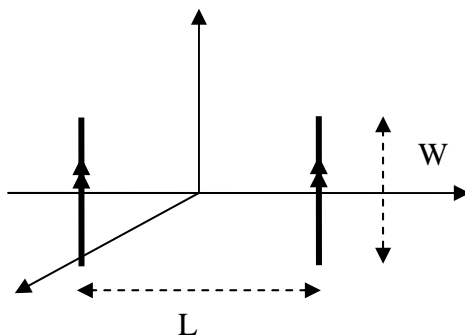
مکانیسم محاسبه تشعشع با تبدیل این میدان ها به جریان های مغناطیسی سطحی مماسی روی چهار دیواره جانبی است. یعنی داریم

$$\hat{M}_s = n \times E_z$$

اگر ارتفاع دی الکتریک میکرواستریپ خیلی کوچک باشد ، مساله تبدیل به وجود جریان های مغناطیسی میشود

$$K = hM_s$$

با در نظر گرفتن تصویر جریان ها در صفحه زمین ، مقدار آن ها دو برابر شده و صفحه زمین هم حذف خواهد شد. اگر از جریانهای لبه هائی که دارای دو قسمت مشابه ولی مخالف هستند ، که دارای تشعشع صفر در جهت عمود بر صفحه هستند، صرفنظر کنیم ، مساله تبدیل به دو آنتن با طول W و جریان مغناطیسی یکنواخت در طول آن با فاصله L میشود. ملاحظه میشود که در این مساله ، برخلاف سیمهای با جریان الکتریکی که نمی توانستیم آنتن بلند با جریان یکنواخت در طول آن فرض کنیم ، چنین آنتنی بوجود آمده است. البته باید توجه داشت که اثر جریانهای مخالف اشاره شده در بالا را برای زوایای غیر از روبروی آنتن، باید در نظر گرفت و بهمین علت این آنتن ها در این جهات دارای پلاریزاسیون متعامد قوی هستند.



شکل ۱۰-۷۵

اگر مطابق شکل آنتن ها را در جهت محور z بگیریم ، خواهیم داشت:

$$F_z = \frac{\epsilon}{4\pi} \left[\int_{-W/2}^{W/2} K \frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} dz_1 + \int_{-W/2}^{W/2} K \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} dz_1 \right]$$

$$R_1 = r - (L/2 \sin(\varphi) \sin(\theta) + z_1 \cos(\theta))$$

$$R_2 = r + (L/2 \sin(\varphi) \sin(\theta) + z_1 \cos(\theta))$$

$$F_z = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} W [\cos(\beta L/2 \sin(\varphi) \sin(\theta))] \frac{\sin(\beta w/2 \cos(\theta))}{\beta w/2 \cos(\theta)}$$

و میدان مغناطیسی آن برابر با

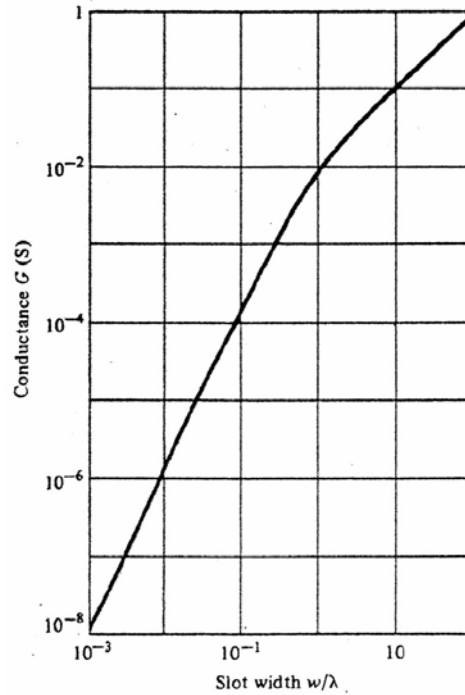
$$H_\theta = -j\omega \sin(\theta) F_z = \frac{-j\omega \sin(\theta) \epsilon}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} W [\cos(\beta L/2 \sin(\varphi) \sin(\theta))] \frac{\sin(\beta w/2 \cos(\theta))}{\beta w/2 \cos(\theta)}$$

است. معمولا برای $W < \lambda/2$ و $L \approx \lambda/2$ آنتن دارای لوب پهن بوده و فاقد لوبهای فرعی است. مقدار هدایت تشعشعی برای هر اسلات ، برای حالات خاص از روابط زیر محاسبه میشوند.

$$G \approx 1/90 \times (W/\lambda)^2 \quad W/\lambda \ll 1$$

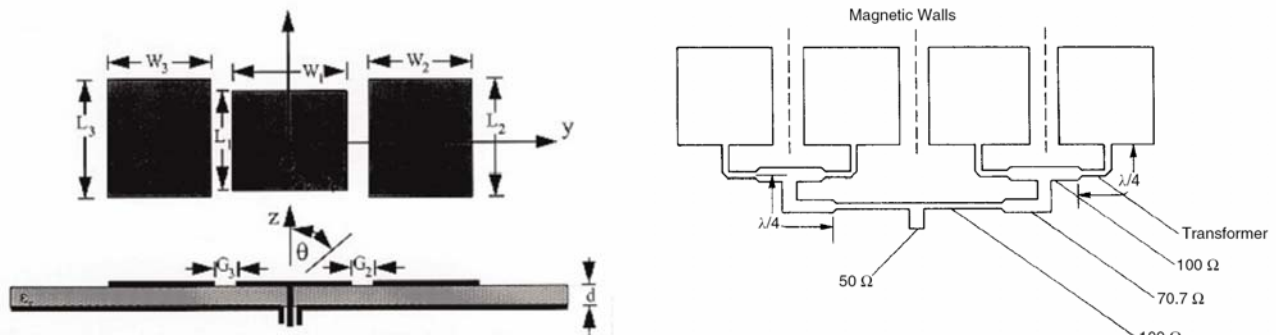
$$G \approx 1/120 \times (W/\lambda) \quad W/\lambda \gg 1$$

مقدار دایرکتیویته برابر با $D = 4.77dB$ و $D = 4W/\lambda dB$ برای حالات بالا است. شکل زیر این مقادیر را نشان میدهد.



شکل ۱۰-۷۶

آنتن های میکرواستریپ بیشتر بصورت رشته آنتن بکار میروند. هم چنین میتوان عناصر پارازیتیک هم بکار برد.



شکل ۱۰-۷۷

در رشته آنتن های میکرواستریپ نیز باید اثر متقابل آنتن ها در نظر گرفته شود. شکل زیر این اثر را نشان میدهد، که با زیاد شدن فاصله، اثر متقابل به شدت کاهش می یابد.

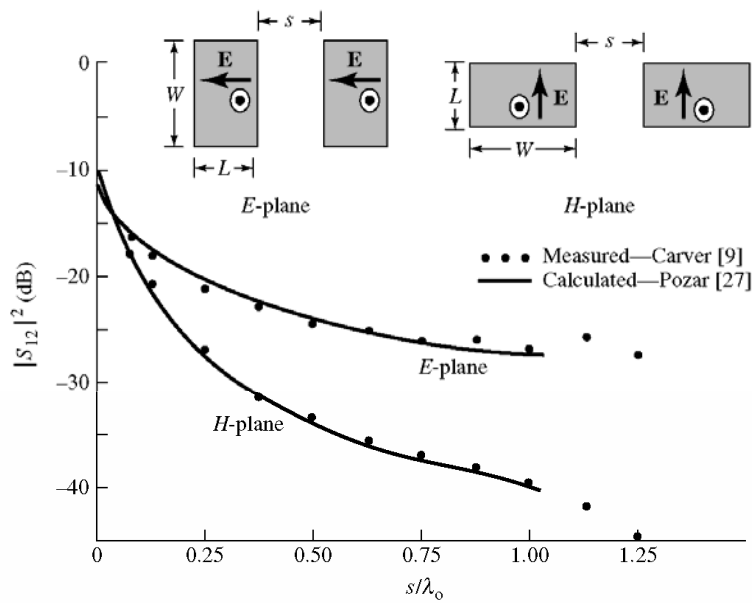


Figure 14.30 Measured and calculated mutual coupling between two coax-fed microstrip antennas, for both E -plane and H -plane coupling, ($W = 10.57$ cm, $L = 6.55$ cm, $h = 0.1588$ cm, $\epsilon_r = 2.55$, $f_r = 1,410$ MHz). (SOURCE: D. M. Pozar, "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-30, No. 6, November 1982. © 1982 IEEE)

شکل ۱۰-۷۸

در شکل زیر یک رشته صفحه ای دیده میشود.

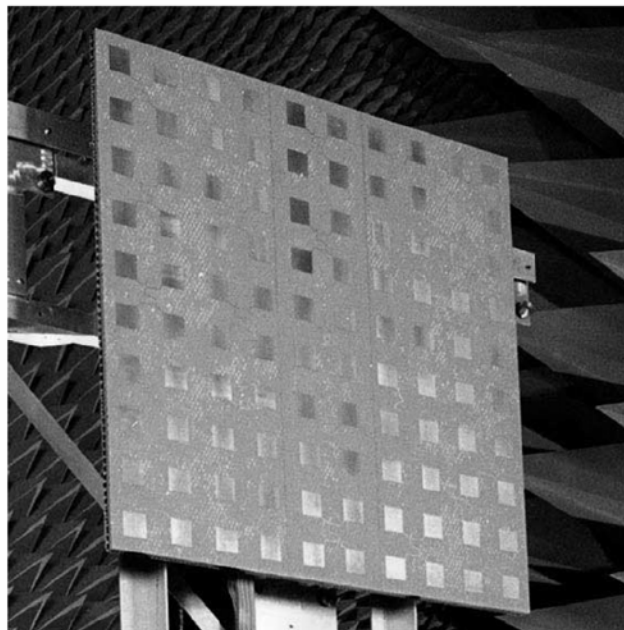


Figure 14.38 Antenna array of 10×10 rectangular microstrip patches, 2–2.3 GHz, for space-to-space communications. (Courtesy: Ball Aerospace & Technologies Corp.)

شکل ۱۰-۷۹

هم چنین بعلت اینکه میتوان از دی الکتریک قابل انعطاف استفاده کرد ، رشته های کانفورمال نیز ساخته میشوند.

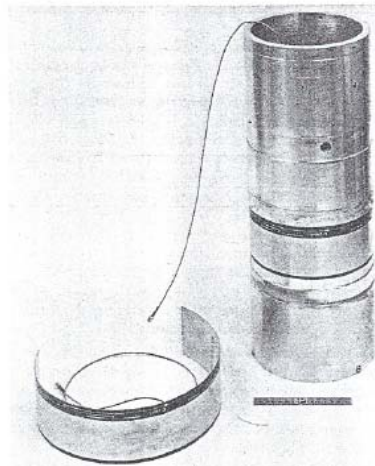


FIG. 7-29 Continuous-radiator microstrip antenna for linear array

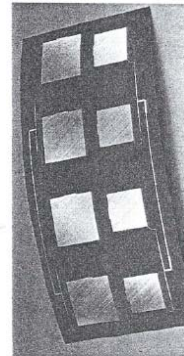
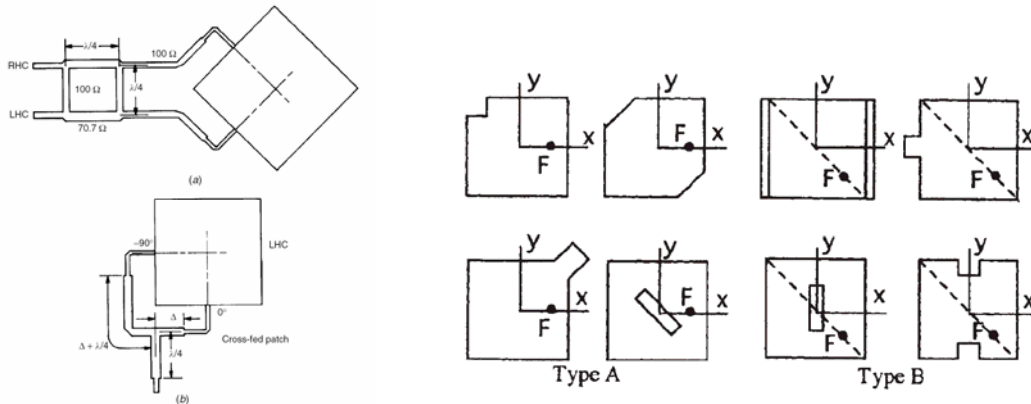


FIG. 7-30 One-eighth of a circularly polarized omnidirectional array.

شکل ۱۰-۸۰

تغذیه از محل مناسب و یا از دو محل مختلف مناسب میتواند پلاریزاسیون دایروی ایجاد کند [۵].



شکل ۱۰-۸۱

در شکل زیر روشهای تحریک نشان داده شده است. با تغییر محل اتصال پروب و یا مایکرواستریپ تغذیه کننده به آنتن میتوان امپدانس آن را تنظیم کرد.

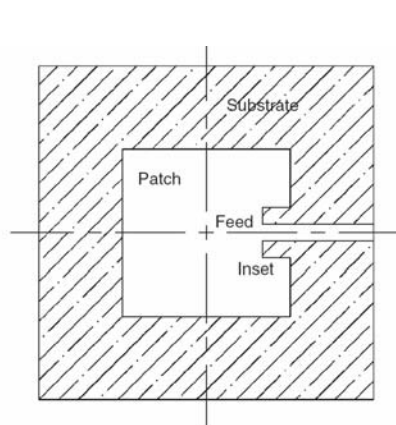


FIGURE 6-15 Inset-fed square patch.

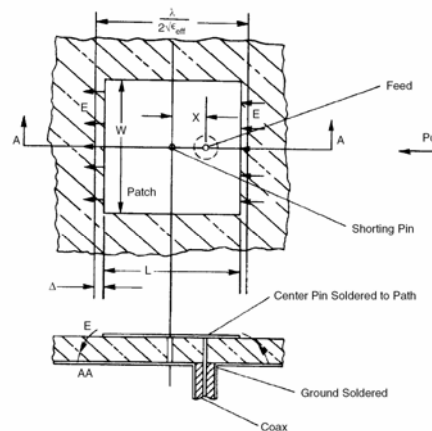
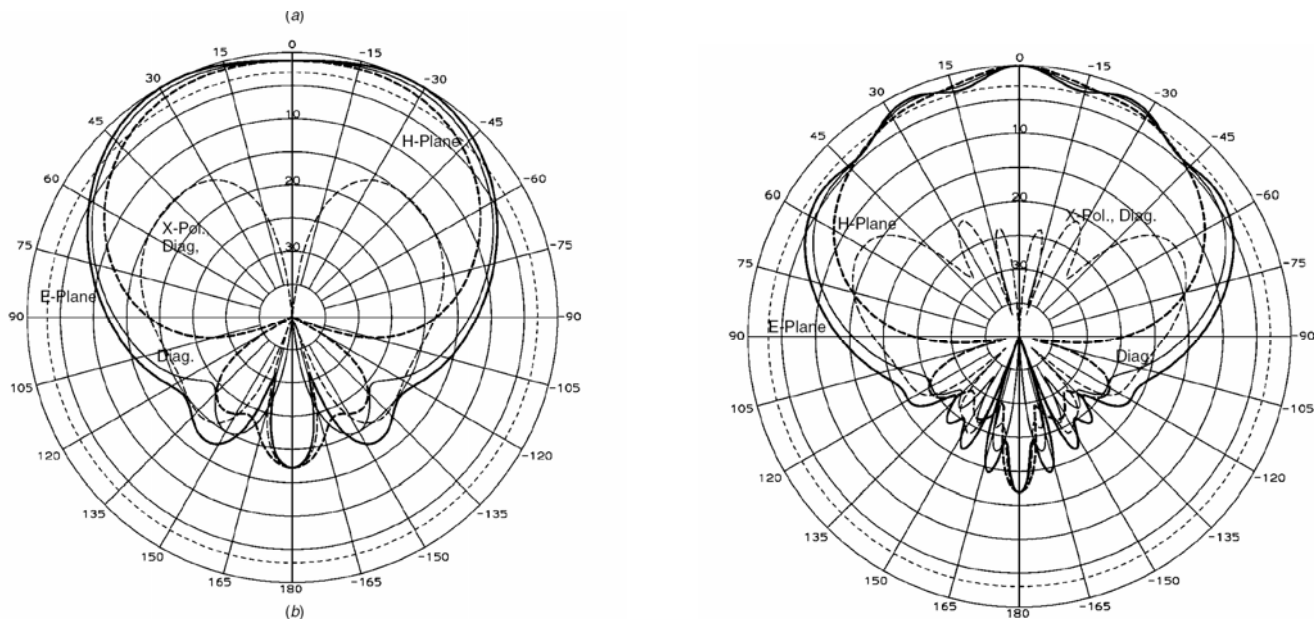


FIGURE 6-9 Coax-fed microstrip patch antenna.

شکل ۱۰-۸۲

در شکل های زیر پرتو یک آنتن مایکرواستریپ، با عایق $\epsilon_r = 2.2$ و صفحه زمین ۲ (راست) و ۵ (چپ) طول موج نشان

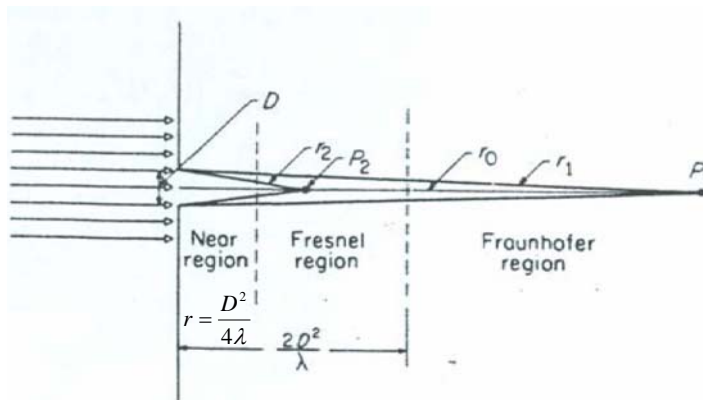
داده شده است



شکل ۱۰-۸۳

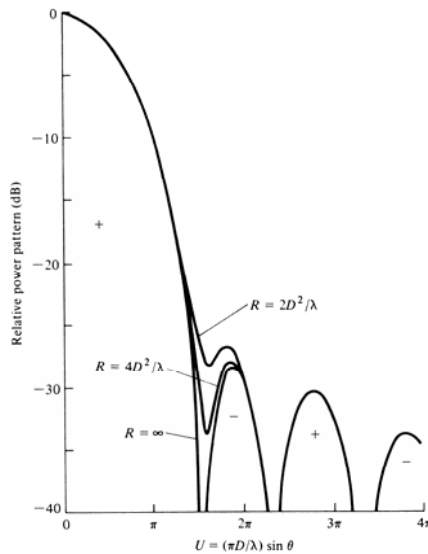
۱۰-۲۷- نواحی فرانهوفر (Fraunhofer)، فرنل (Fresnel) و نزدیک (Near-field) [۷]

اگر فاصله نقطه مورد مطالعه، و هم چنین منبع، آن قدر از سطح پنجره دور باشند که بتوان شعاع های موج را عملاً موازی فرض کرد، ناحیه فرانهوفر نامیده میشود. این بمعنی آن است که شعاع های رسیده به پنجره بطور هم فاز به نقطه P_1 در شکل زیر میرسند.



شکل ۱۰-۸۴

ولی اگر فاصله تا نقطه P_2 ، طوری است که مقدار $\frac{1}{r}$ را میتوان ثابت در نظر گرفته ولی مقدار $e^{j\beta r}$ را نمیتوان، در این صورت این نقطه در ناحیه فرنل واقع شده است. در صورتی که هیچ کدام از مقادیر را نتوان ثابت گرفت، در ناحیه نزدیک هستیم. حد بین ناحیه فرنل و فرانهوفر، به دقت تغییرات فاز بستگی داشته و اغلب آن را $22/5$ درجه میگیرند که در این صورت مقدار $r = \frac{2D^2}{\lambda}$ است. $22/5$ درجه اختلاف فاز دو موجی است که فواصل r_0 و r_1 را طی میکنند، و D بزرگترین ابعاد پنجره است. اگر $r = \frac{D^2}{4\lambda}$ باشد، فاصله نزدیک است. در پرتو برداری آنتن ها اگر فاصله مناسب رعایت نشود، شکل پرتو به دست آمده تغییر خواهد کرد. شکل زیر پرتو یک آنتن را در فواصل مختلف نشان میدهد.



شکل ۱۰-۸۵

اگر فاصله تا نقطه دریافت خیلی بزرگ بوده ولی منبع به پنجره خیلی نزدیک باشد، تئوری تفرق فرنل بکار گرفته میشود. در ادامه پس از آشنا شدن با انتگرالهای فرنل، مثالی از این تفرق را بررسی میکنیم.

۱۰-۲۸- انتگرال های فرنل و منحنی حلزونی کارنو $Cornu$ [۷]

انتگرال های زیر، انتگرال های فرنل نامیده میشوند. مقدار این انتگرال ها برای آرگومان بینهایت برابر با $\pm 1/2$ میشود. این مقادیر در جدول ها و منحنی ها داده شده اند. هم چنین میتوان از برنامه های رایانه ای ویا نرم افزارهایی که این انتگرالها را بطور دقیق میدهند، نیز استفاده کرد.

$$C(v) = \int_0^v \cos\left(\frac{\pi v^2}{2}\right) dv$$

$$S(v) = \int_0^v \sin\left(\frac{\pi v^2}{2}\right) dv$$

$$C(\pm\infty) = \pm 1/2$$

$$S(\pm\infty) = \pm 1/2$$

شکل زیر مقدار این انتگرال ها را نشان میدهد

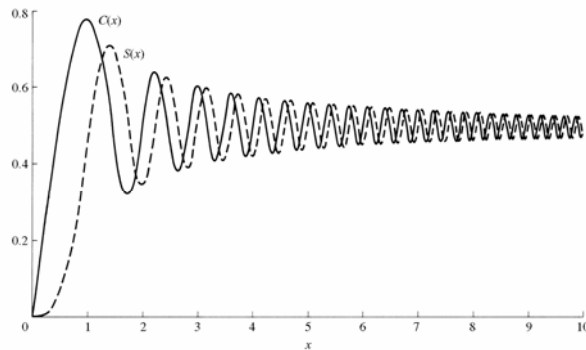
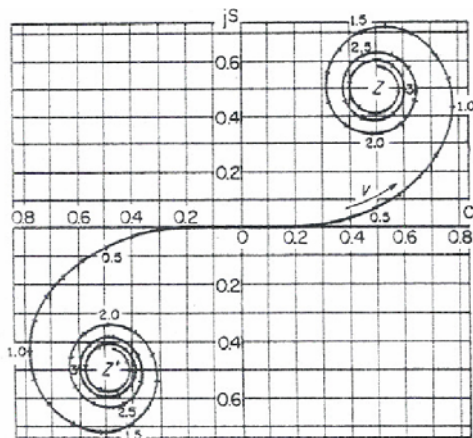


Figure IV.1 Plots of $C(x)$ and $S(x)$ Fresnel integrals.

شکل ۱۰-۸۶

$$A = C(v) - jS(v) = \int_0^v e^{-j\frac{m^2}{2}} dv$$

راتشکیل دهیم ، ملاحظه خواهیم کرد که از رسم مقادیر حقیقی و موهومی این انتگرال در صفحه مختلط ، منحنی حلزونی موسوم به کارنو حاصل میشود



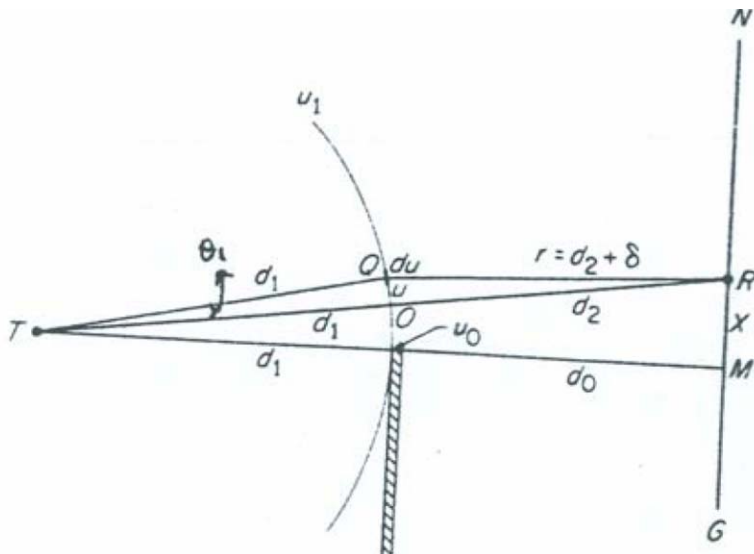
Cornu spirali

۸۷-۱۰

مقدار های مثبت v در ربع اول و مقدار های منفی آن در ربع سوم واقع هستند. باید توجه داشت که اگر برداری با ابتدا از مبدا مختصات ، و انتهای هر یک از نقاط منحنی بکشیم ، دامنه آن ، قدرمطلق A ، و زاویه اش ، منهای فاز آن را میدهد. ضمناً طول قوس منحنی از مبدا تا هر نقطه برابر با v است. وقتی v بسمت $\pm\infty$ میرود ، مقدار منحنی ، پس از بینهایت پیچش ، به نقطه $(1/2, 1/2)$ و یا $(-1/2, -1/2)$ میرسد. منحنی در $v = \sqrt{3/2} = 1.225$ ماکزیمم میشود.

۱۰-۲۹- تفرق از لبه جاذب صاف [۷]

در شکل زیر، که برای سهولت دو بعدی در نظر گرفته شده ، منبع خطی T ، با فاصله کمی از لبه یک جاذب صاف قرار گرفته و میخواهیم میدان در نقطه R را که میتواند روی خط NM حرکت کند ، حساب کنیم



شکل ۱۰-۸۸

در این مساله فواصل d_1, d_0 آن قدر بزرگ هستند که میتوان تقریب فرنل را بکار برد. فرض کنیم هر قطعه کوچک du از جبهه موج، که بین u_1, u_0 واقع شده است، در نقطه R میدانی برابر با

$$dE = \frac{k_1 du e^{-j\beta r}}{f(r)}$$

ایجاد کند. k_1 عددی ثابت و $f(r)$ تابعی از r در مختصات استوانه ای است. در تفرق فرنل مقدار r در مخرج را ثابت فرض کرده ولی برای فاز میتوان نوشت:

$$\begin{aligned} (QR)^2 = r^2 &= (d_1 + d_2)^2 + d_1^2 - 2d_1(d_1 + d_2) \cos \frac{u}{d_1} \\ &\approx (d_1 + d_2)^2 + d_1^2 - 2d_1(d_1 + d_2) \left(1 - \frac{u^2}{2d_1^2}\right) \end{aligned}$$

در روابط بالا، زاویه کوچک با u/d_1 تقریب زده شده و از بسط کسینوس استفاده شده است. بنابراین

$$r^2 = (d_1 + \delta)^2 \approx d_2^2 + u^2 \left(\frac{d_1 + d_2}{d_1}\right)$$

با صرفه نظر کردن از مقدار δ^2 خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \delta &\approx u^2 \left(\frac{d_1 + d_2}{2d_1 d_2}\right) \\ \beta\delta &\approx \frac{\pi}{\lambda} u^2 \left(\frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2}\right) \end{aligned}$$

کل میدان در R ، انتگرال رابطه میدان بالا است که بین نقاط u_1, u_0 گرفته میشود. یعنی

$$\begin{aligned} E &= \frac{k_1}{f(r)} \int_{u_0}^{u_1} e^{-j\beta r} du = \frac{k_1 e^{-j\beta d_2}}{f(d_2)} \int_{u_0}^{u_1} e^{-j\beta\delta} du \\ &= \frac{k_1 e^{-j\beta d_2}}{f(d_2)} \left(\int_{u_0}^{u_1} \cos \beta\delta du - j \int_{u_0}^{u_1} \sin \beta\delta du \right) \end{aligned}$$

با فرض $\beta\delta = \pi v^2 / 2$ داریم:

$$|E|^2 = \frac{k_1^2}{f^2(d_2)} \left[\left(\int_{u_0}^{u_1} \cos \beta\delta du \right)^2 + \left(\int_{u_0}^{u_1} \sin \beta\delta du \right)^2 \right]$$

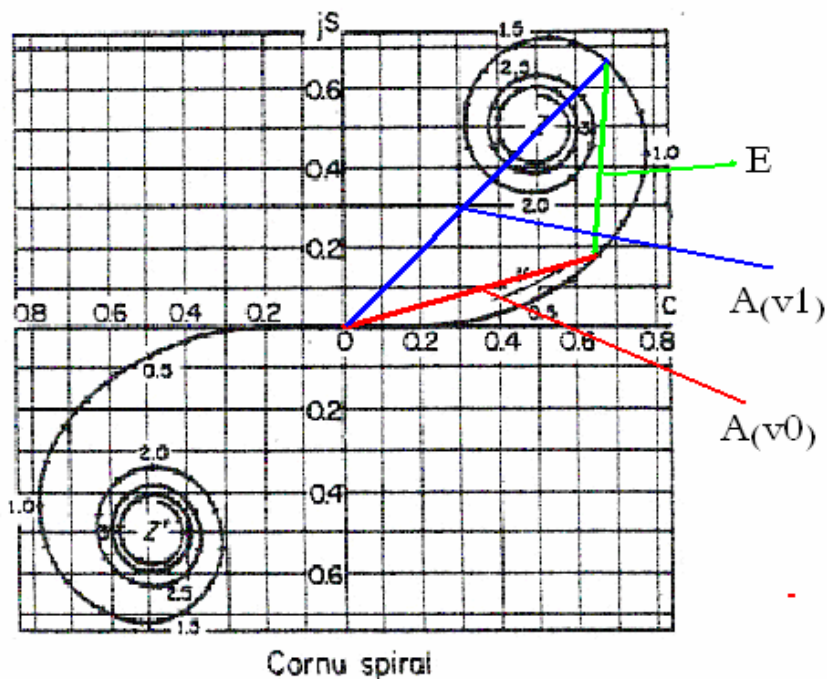
$$C(v) - jS(v) = \int_0^v e^{-j(\pi/2)v^2} dv$$

$$E = K \{ [C(v_1) - jS(v_1)] - [C(v_0) - jS(v_0)] \}$$

چون v متناسب با u بوده و با عکس جذر طول موج متناسب است، اگر فرکانس خیلی بالا باشد، v_1 برای مقادیر بزرگ u_1 خیلی بزرگ بوده و میتواند بنیهایت به حساب آید. به این ترتیب انتگرالهای فرنل نیز بسمت $1/2$ میل کرده و

$$E = K \{ [1/2 - j1/2] - [C(v_0) - jS(v_0)] \}$$

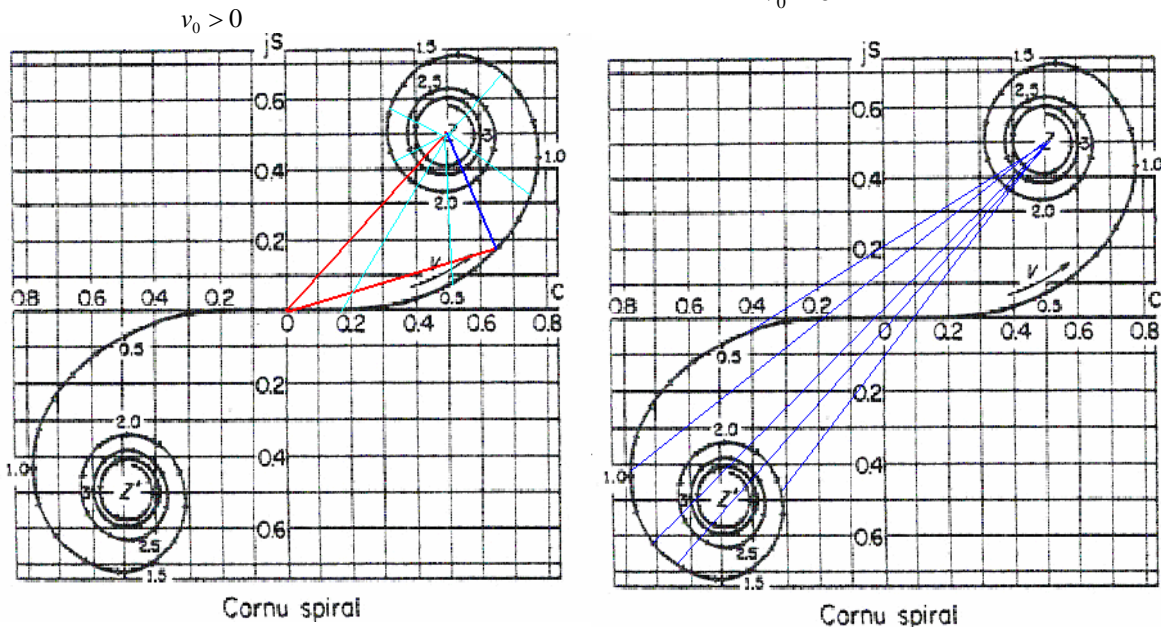
است. رابطه بالانشان میدهد که مطابق شکل زیر، دامنه میدان، از تفاضل بردار $1/2 - j1/2$ ، یعنی برداری که ابتدای آن مبدأ مختصات و انتهایش مرکز حلزون بوده، و برداری که انتهایش یک v_0 دلخواه است، تشکیل میشود.



شکل ۱۰-۸۹

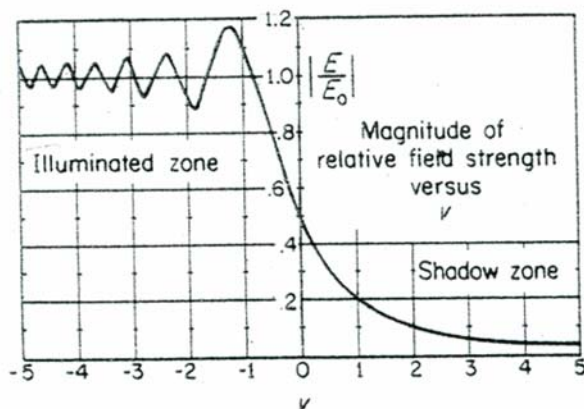
از مطالعه منحنی نتیجه میشود که برای حالتی که v_0 (و یا u_0) مثبت است، یعنی نقطه R پایین تر از نقطه M قرار گرفته، با ازدیاد v_0 مقدار میدان مرتبال کاهش یافته و بالاخره به صفر میرسد. ولی برای حالتی که v_0 منفی است، یعنی R بالای نقطه M واقع شده است، مقدار میدان به تناوب ماکزیمم و می نیمم شده و بالاخره به حد معینی میرسد.

$$v_0 < 0$$



شکل ۱۰-۹۰

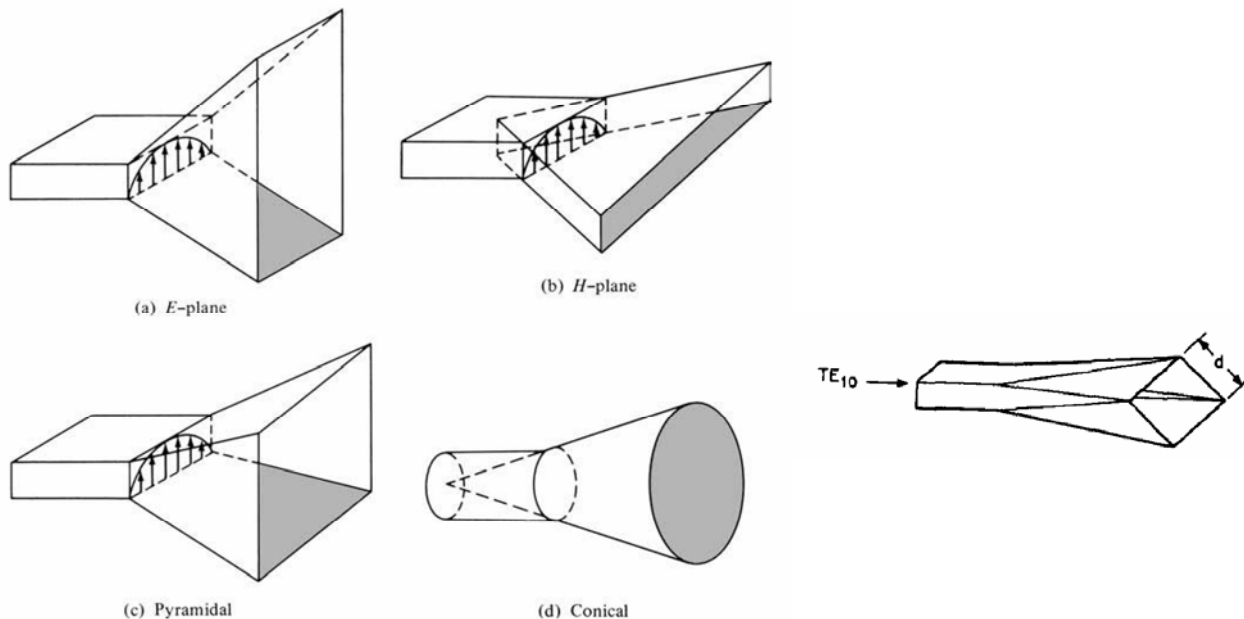
شکل زیر شدت میدان را روی دیوار G_{XN} را نشان میدهد. نکته ای که در شکل مشخص است این است که مقدار میدان در مرز ناحیه روش و سایه، یعنی نقطه M برابر با نصف میدان تابشی است، که ما از این خصوصیت در قسمت تفرق استفاده میکنیم



شکل ۱۰-۹۱

۱۰-۳۰- تشعشع از بوقهای الکترو مغناطیسی (Electromagnetic horn) [Y]

برای بالا بردن دایرکتیویته و تطبیق بهتر، بجای دهانه موجبر، از بوق های الکترو مغناطیسی استفاده میشود. بوق ها دارای انواع بسیار متنوعی هستند. بوق هایی که فقط در یکی از صفحات باز شده باشند به ترتیب H-sectoral, E-sectoral نامیده میشوند و آنهایی که در هر دو صفحه باز شوند، هرمی یا *Pyramidal* هستند. بوق های مخروطی و اریبی نیز ساخته میشوند. این آنتن ها بیشتر بعنوان آنتن های استاندارد در اندازه گیری های آنتن و همین طور بعنوان تغذیه کننده آنتن های بشقابی بکار میروند. بوق های مستطیلی دارای پلاریزاسیون متعامد خیلی کم بوده و در بوقهای مخروطی و اریبی، این مقدار بیشتر است. بوق های اریبی، دارای پرتو مشابه در هر دو صفحه بوده ولی پلاریزاسیون متعامد آنها مطلوب نیست. در ادامه ما به بررسی یک حالت ساده، یعنی تحلیل آنتن بوقی E-sectoral، می پردازیم.



شکل ۱۰-۹۲

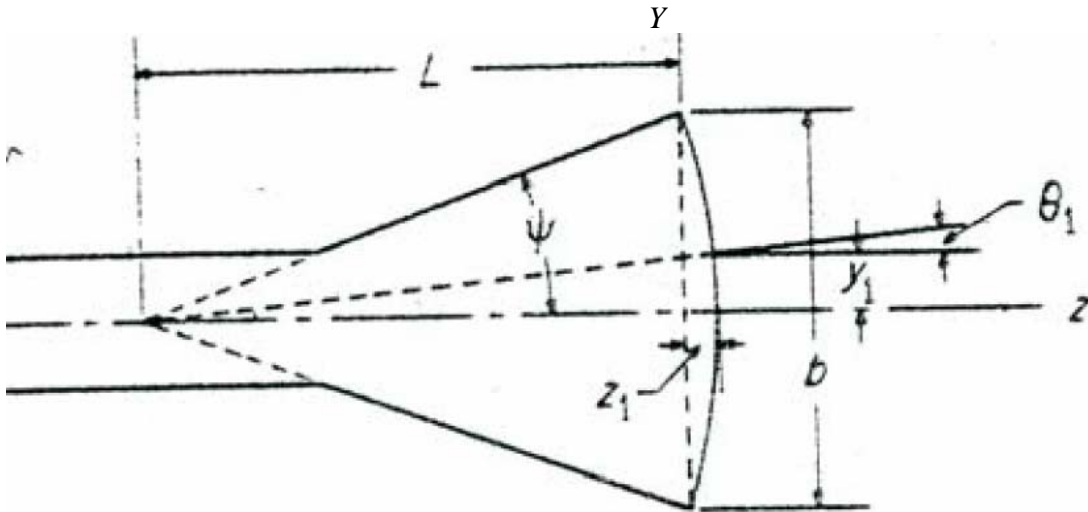
۱۰-۳۱- تشعشع از آنتن بوقی E sectoral

در این بوق ، دهانه موجبر در جهت میدان E بزرگ میشود. میدان های روی دهانه ، در جهت محور y ثابت در نظر گرفته میشود. در جهت محور x ، فرض میشود که میدان همان شکل میدان موجبر اصلی ، فقط با تبدیل ابعاد دیواره b به b' ، را حفظ میکند. یعنی شکل میدان بصورت

$$E^0 = E_y^0 \cos \frac{\pi x_1}{a}$$

بوده و فرض میشود که دهانه بوق به اندازه کافی بزرگ است که نسبت $E/H = \eta$ باشد. با این فرض میتوان از میدان آنتن عنصر هایگنس بعنوان دیفرانسیل میدان استفاده کرد.

چون دهانه بوق بزرگ است ، سطح دهانه بوق ، که صفحه صاف است ، جبهه موج همفاز نبوده و فرض میشود که این سطح هم فاز، همان طور که در شکل نشان داده شده ، دایره ای بشعاع L باشد. در حقیقت ما نقطه تلاقی دیواره های بوق را نقطه شروع انتشار موج در بوق (که اصطلاحاً مرکز فاز گفته میشود) میدانیم. البته در عمل مرکز فاز جلوتر بوده و بسته به فرکانس ، بین این نقطه تلاقی و دهانه بوق است.



شکل ۱۰-۹۳

اگر یک سطح کوچک (عنصر هایگنس) در نقطه z_1, y_1 در نظر بگیریم ، با استفاده از معادله عنصر هایگنس ، میدان dE_θ در نقطه ای در فاصل دور از پنجره و روی محور z از رابطه

$$dE_\theta = \frac{E^0 dx dy}{2\lambda r} (1 + \cos \theta_1) \approx \frac{E^0 dx dy}{\lambda r}$$

به دست میآید (در رابطه بالا مقدار $\frac{e^{-i\beta R}}{R}$ حذف شده). توجه کنید که میدان های روی سطح E_y, H_x است (برخلاف جهت میدان هائی که برای عنصر هایگنس گرفتیم) که این باعث میشود مولفه های θ, φ عنصر هایگنس جا بجا شوند. در رابطه بالا ، چون صفحه yoz در نظر گرفته شده ، بنابراین مقدار $\varphi = \pi/2$ بوده و ضریب $\sin(\varphi)$ برابر با ۱ گرفته شده است. هم چنین چون زاویه θ_1 خیلی کوچک فرض میشود ، $1 + \cos(\theta_1) \approx 2$ گرفته شده است. مقدار R نیز برابر

$$R = r - z_1 = r - [L \cos(\theta_1) - L \cos(\psi)]$$

است. اگر θ_1, ψ هر دو کوچک فرض شوند، میتوان نوشت

$$z_1 = L \cos \theta_1 - L \cos \psi \\ \approx \frac{b^2}{8L} - \frac{y_1^2}{2L}$$

با انتگرال گیری از میدان این سطح کوچک، با توجه به توزیع میدان که بصورت سینوسی است، خواهیم داشت

$$|E| = \frac{E_y^0}{\lambda r} \left| \int_{-a/2}^{+a/2} \cos \frac{\pi x_1}{a} dx_1 \right| \left| \int_{-b/2}^{+b/2} e^{-j\beta \epsilon} dy_1 \right| \\ = \frac{4aE_y^0}{\pi \lambda r} \left| \int_0^{b/2} e^{-j\beta \epsilon} dy_1 \right| \\ \epsilon = \frac{y_1^2}{2L}$$

بافرض

$$\frac{\beta y_1^2}{2L} = \frac{\pi}{2} v^2$$

$$v = y_1 \sqrt{2/(\lambda L)}$$

$$dv = dy_1 \sqrt{2/(\lambda L)}$$

انتگرال نسبت به y_1 تبدیل به انتگرال فرنل شده و میدان بصورت

$$E = \frac{4aE_0}{\pi \lambda^2} \sqrt{L\lambda/2} \left\{ \left[C\left(\frac{b'}{\sqrt{2L\lambda}}\right) - jS\left(\frac{b'}{\sqrt{2L\lambda}}\right) \right] - \left[C\left(\frac{-b'}{\sqrt{2L\lambda}}\right) - jS\left(\frac{-b'}{\sqrt{2L\lambda}}\right) \right] \right\}$$

درمی آید. با استفاده از منحنی حلزونی کارنو، میتوان مقدار دامنه را به صورت زیر نشان داد

$$|E|^2 = \frac{2L}{\lambda} \left(\frac{2aE_y^0}{\pi r} \right)^2 \left[C^2\left(\frac{b}{\sqrt{2\lambda L}}\right) + S^2\left(\frac{b}{\sqrt{2\lambda L}}\right) \right]$$

رابطه بالا نشان میدهد که اگر L بزرگ باشد، با ازدیاد b' (یا زاویه آنتن) مقدار میدان زیاد شده، ولی سپس رو به کاهش میگذارد. و این موضوع مرتباً تکرار میشود. توجه این موضوع این است که با بزرگ شدن پنجره، چون جبهه همفاز، دایروی است، بعضی از عناصر سطحی دارای فاز مخالف شده و میدان را کاهش میدهند.

برای بوق های H-sectoral و یا هرمی نیز روش مشابه، و قدری مفصل تر است. اضافه شدن ψ در صفحه E بخاطر یکنواختی میدان اثرش بیشتر از صفحه H است. در یک بوق اپتیمم مقدار این زاویه برابر با ۲۵ درجه و طول L حدود ۱۰ برابر طول موج است. سطح موثر تقریبی این آنتن حدود ۰.۶۱ سطح فیزیکی آن است که از آنجا میتوان دایرکتیویته آن را حساب کرد. در شکل زیر پرتو عمومی بوق های H و E مقایسه شده است [۳،۶].

بوق E

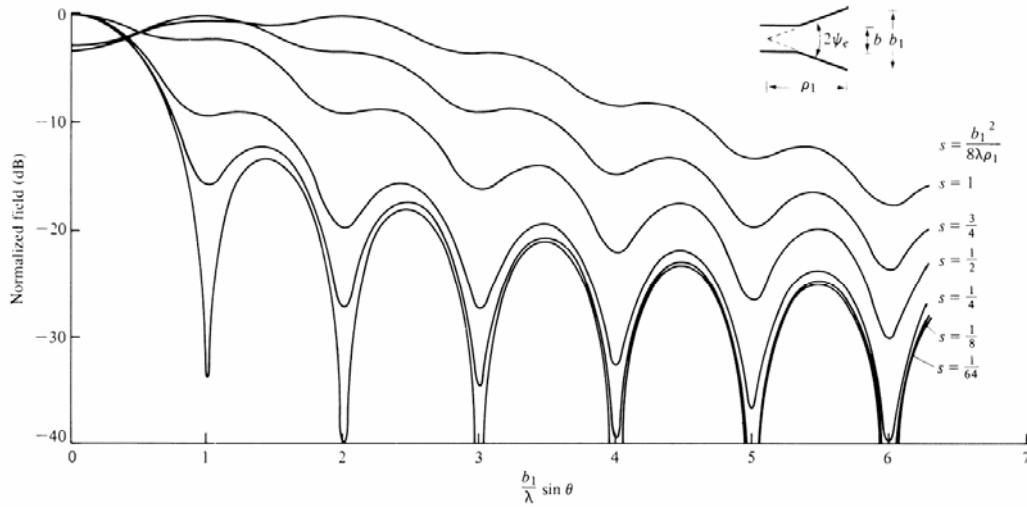


Figure 13.6 E-plane universal patterns for E-plane sectoral and pyramidal horns.

بوق H

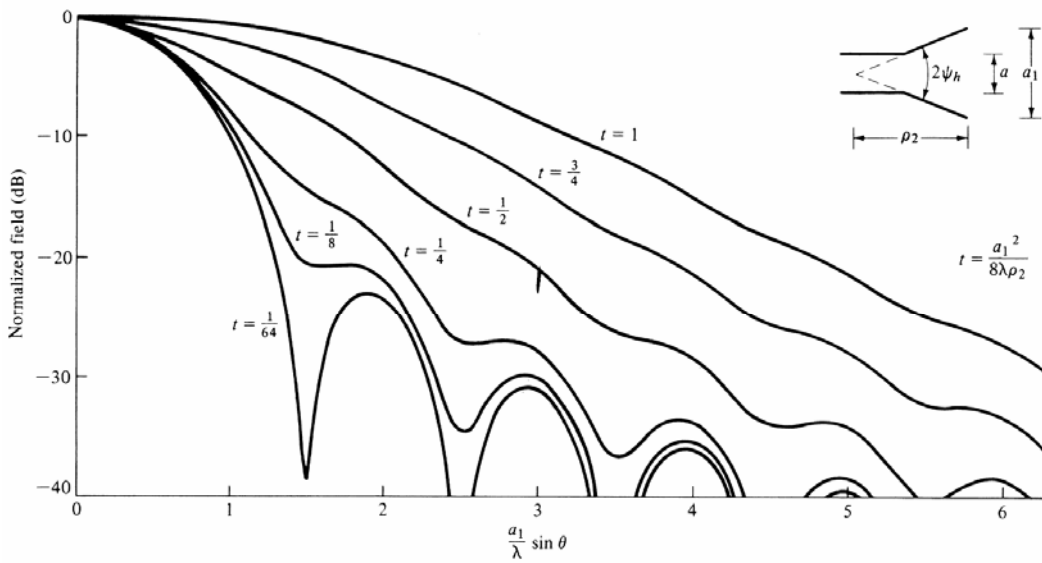


Figure 13.14 H-plane universal patterns for H-plane sectoral and pyramidal horns.

شکل ۱۰-۹۴

شکل زیر نیز دایرکتیویته این آنتن ها را نشان میدهد

H بوق

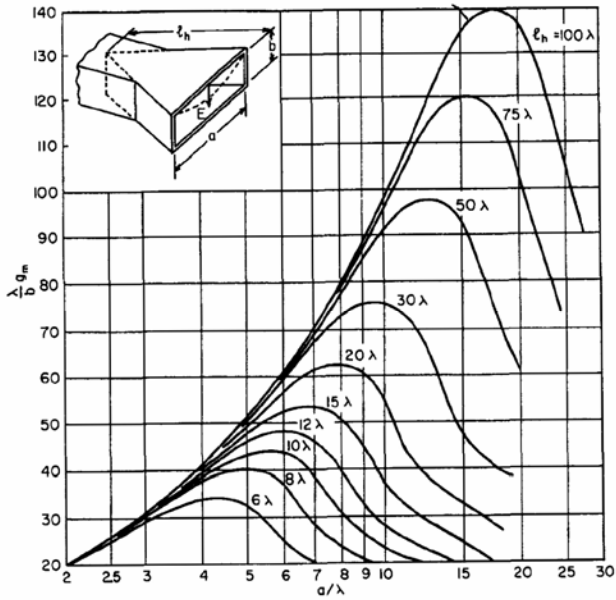


FIG. 15-7 Gain of H-plane sectoral horn ($b \leq \lambda$).

E بوق

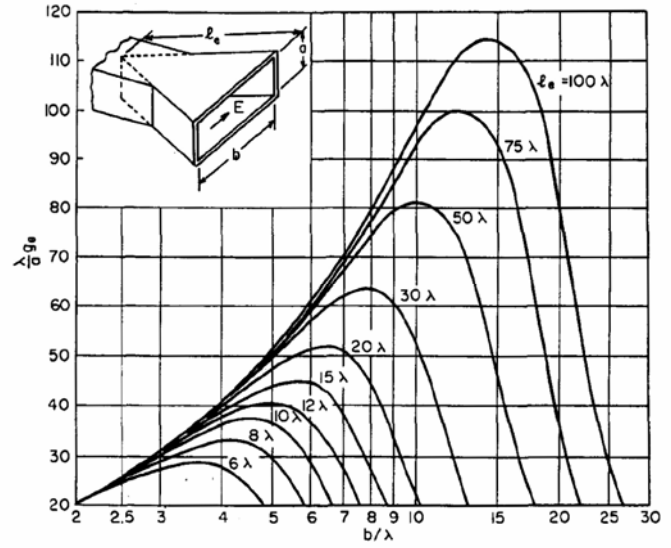


FIG. 15-6 Gain of E-plane sectoral horn ($a \leq \lambda$).

شکل ۱۰-۹۵

شکل های زیر پرتو یک نوع از این آنتن ها، با ابعاد داده شده است.

E بوق

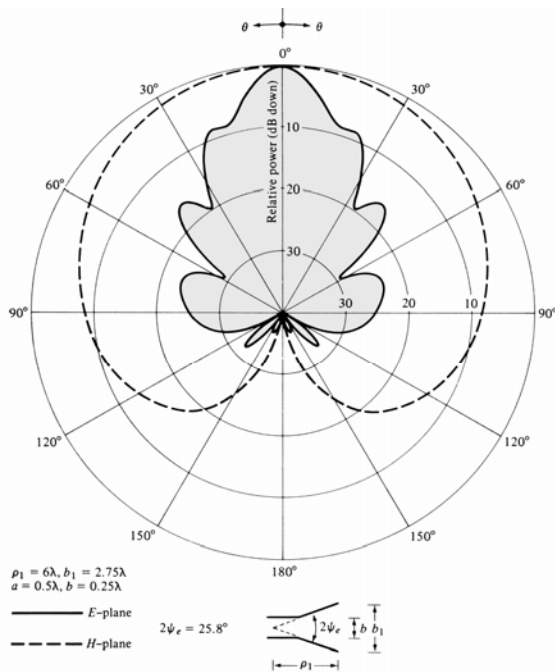


Figure 13.4 E- and H-plane patterns of an E-plane sectoral horn.

H بوق

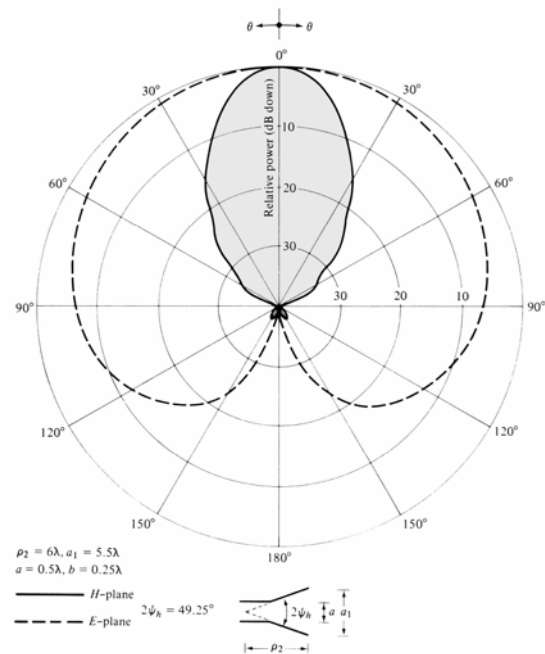


Figure 13.12 E- and H-plane patterns of H-plane sectoral horn.

شکل ۱۰-۹۶

شکل های زیر نیز پرتو ۳ بعدی این آنتن ها هستند.

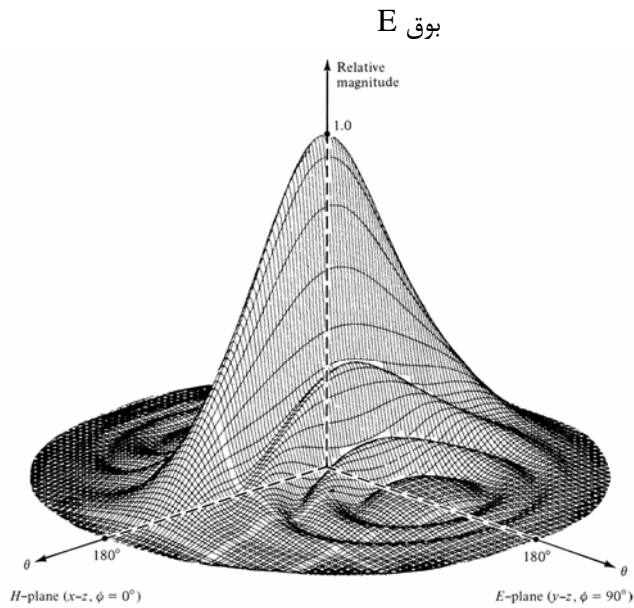


Figure 13.3 Three-dimensional field pattern of *E*-plane sectoral horn ($\rho_1 = 6\lambda$, $b_1 = 2.75\lambda$, $a = 0.5\lambda$).

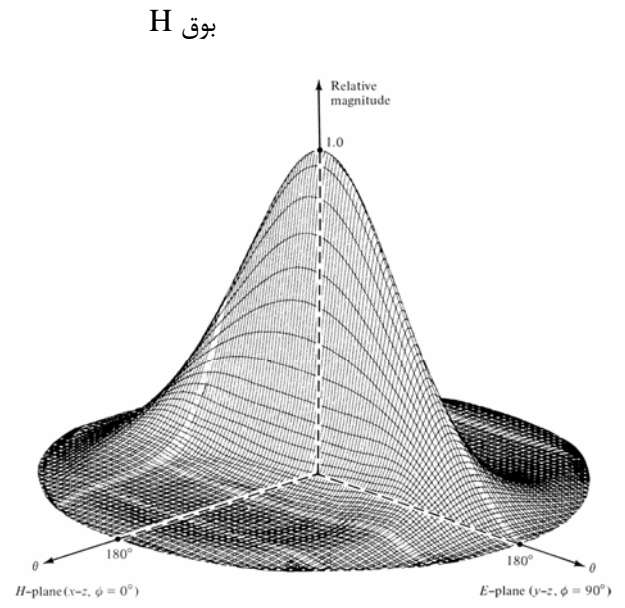


Figure 13.11 Three-dimensional field pattern of an *H*-plane sectoral horn ($\rho_2 = 6\lambda$, $a_1 = 5.5\lambda$, $b = 0.25\lambda$).

شکل ۱۰-۹۷

در شکل های زیر تغییرات پرتو، برای حالتی که طول بوق ها ثابت گرفته شده ولی زاویه آنها متغیر است، نشان داده شده است.

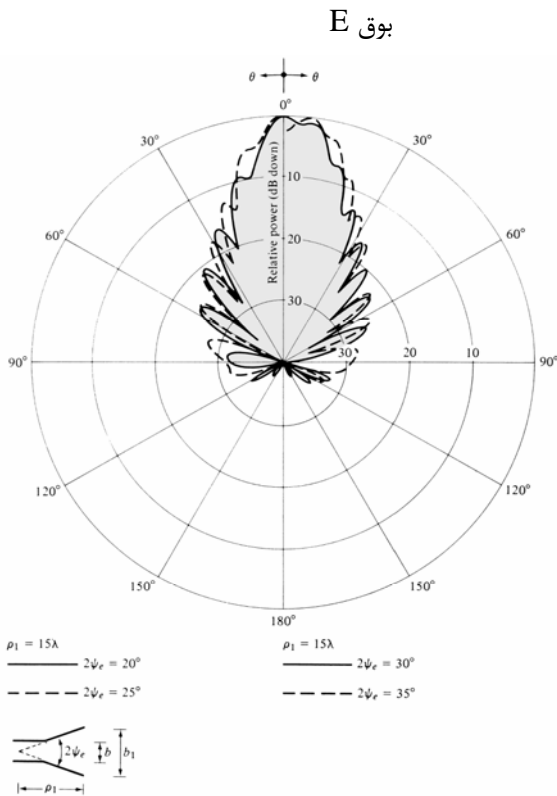


Figure 13.5 *E*-plane patterns of *E*-plane sectoral horn for constant length and different included angles.

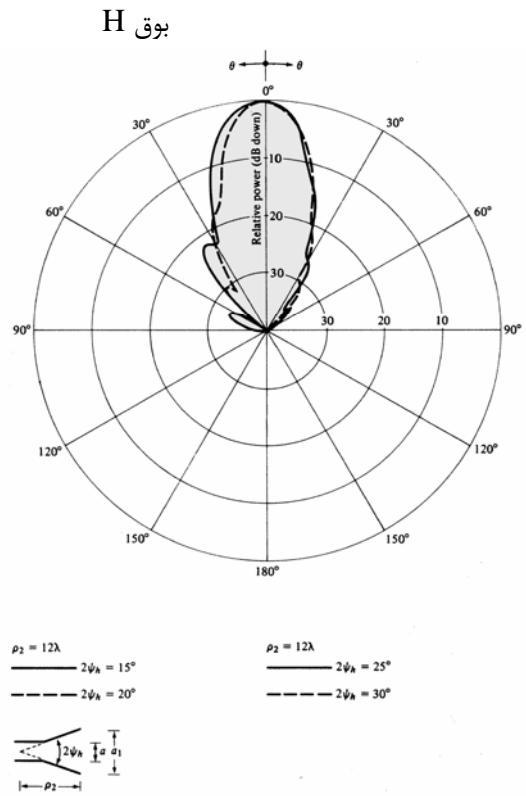


Figure 13.13 *H*-plane patterns of *H*-plane sectoral horn for constant length and different included angles.

شکل ۱۰-۹۸

در شکل زیر پرتو ۳ بعدی یک آنتن بوقی هرمی دیده میشود. همان طور که گفته شد ، اگر ابعاد مناسب نباشد ، ممکن است پرتو مثل شکل زیر دارای ماکزیمم در روبرو نباشد.

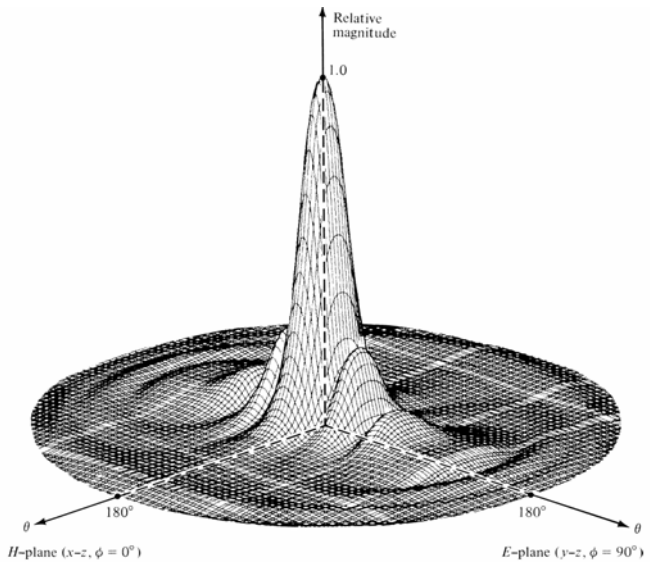


Figure 13.19 Three-dimensional field pattern of a pyramidal horn ($\rho_1 = \rho_2 = 6\lambda$, $a_1 = 5.5\lambda$, $b_1 = 2.75\lambda$, $a = 0.5\lambda$, $b = 0.25\lambda$).

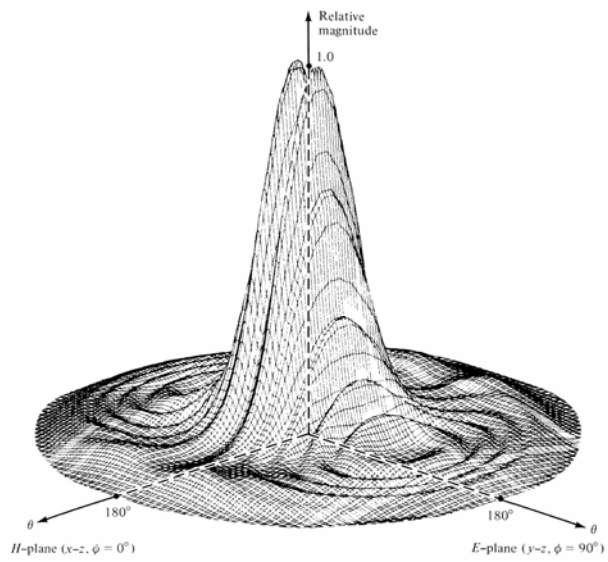


Figure 13.20 Three-dimensional field pattern of a pyramidal horn with maximum not on axis ($\rho_1 = \rho_2 = 6\lambda$, $a_1 = 12\lambda$, $b_1 = 6\lambda$, $a = 0.5\lambda$, $b = 0.25\lambda$).

شکل ۱۰-۹۹

۱۰-۳۲- آنتن بوقی با دیواره جدا کننده (Septum horn) [۴]

در بوقهای مود TE_{10} ، میدان الکتریکی E_y دارای تغییرات سینوسی بوده و در لبه های بوق صفر شده و بنابراین ، توزیع میدان در جهت x توزیع سینوسی است که باعث کاهش دامنه لوب های فرعی در صفحه H میشود. اما در صفحه E ، میدان یکنواخت است و تابعی از y نیست و بنابراین دامنه لوب فرعی تا $13/5$ dB- هم ایجاد میکند. با اضافه کردن صفحات اضافی در داخل بوق میتوان توزیع میدان را از یکنواختی خارج کرده و دامنه لوب فرعی را تا 30 dB- هم رساند.

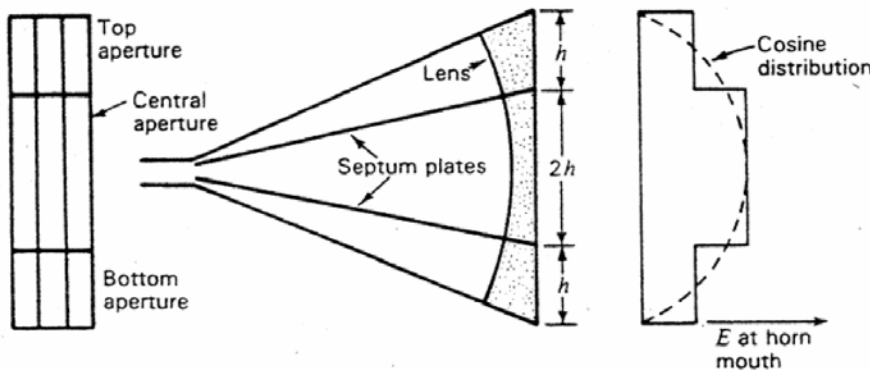


Figure 13-28 Two-septum horn with 1:2:1 stepped amplitude distribution in field intensity at mouth of horn (approximating a cosine distribution).

شکل ۱۰-۱۰۰

اگر یک نسبت ۱ و ۲ و ۱ برای سطح پنجره ها در نظر گرفته شود ، یک توزیع شبه کسینوسی نتیجه میشود. ضمناً برای بالا بردن گین ، مانند شکل بالا میتوان از یک عدسی الکترومغناطیسی هم استفاده کرد. شکل زیر یک چنین آنتنی را نشان میدهد که بعنوان تغذیه آنتن بشقابی رادیو تلسکوپ با قطر ۱۱۰ متر مورد استفاده قرار گرفته است [پ-۳۳].

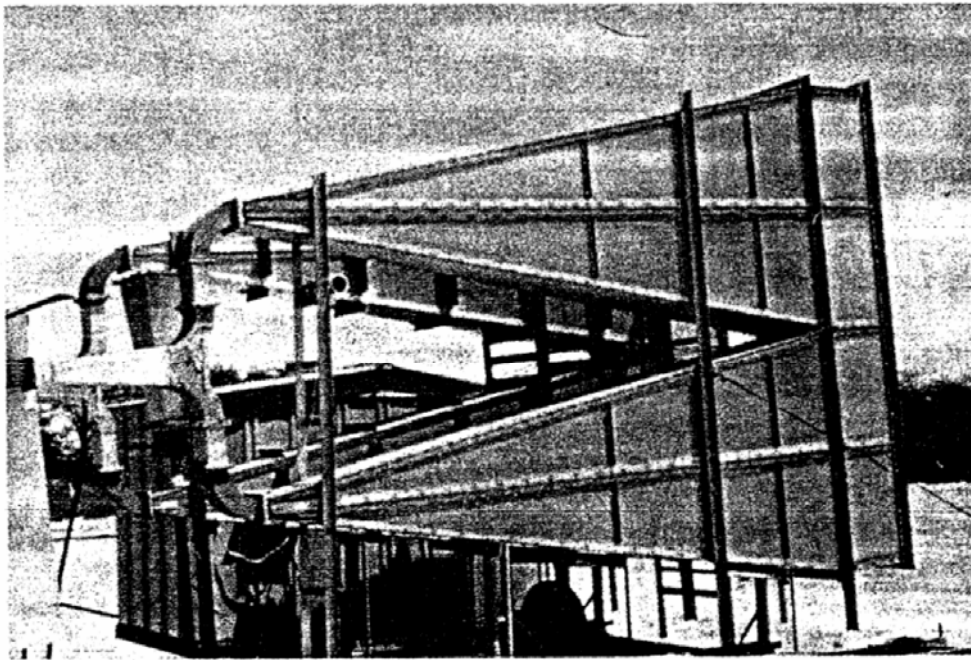
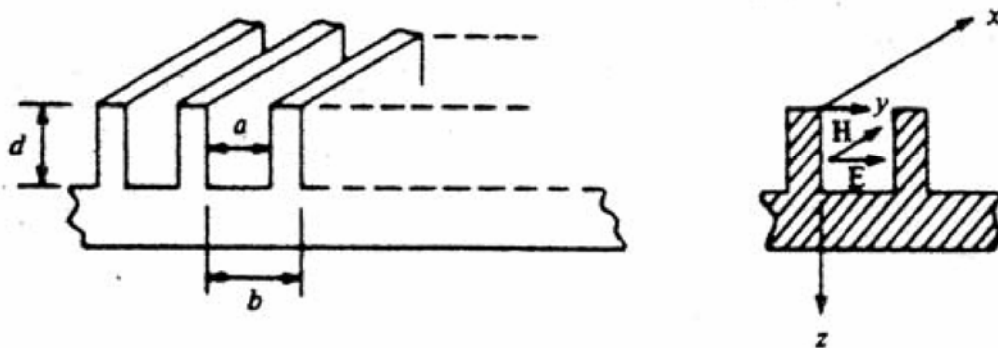


Figure 13-29 Stacked septum horns with E -plane metal-plate lenses for feeding 110-m Ohio State University radio telescope. The aperture height ($= 4h$ in Fig. 13-28) is 3 m. (See also Fig. 12-53.)

شکل ۱۰-۱۰۱

۱۰-۳۳- بوق دندانه دار (Corrugated-horn) [۱,۴,۶]

تفرق از لبه های آنتن بوقی ، باعث ایجاد پلاریزاسیون متعامد میشود. برای کاهش این پلاریزاسیون ، باید به طریقی از به وجود آمدن جریان در لبه و پشت صفحات بوق جلوگیری کرد. برای این کار ، دندانه هائی در داخل بوق ایجاد میکنند.

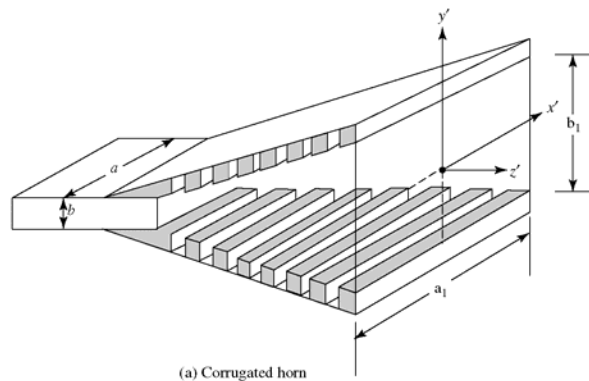


شکل ۱۰-۱۰۲

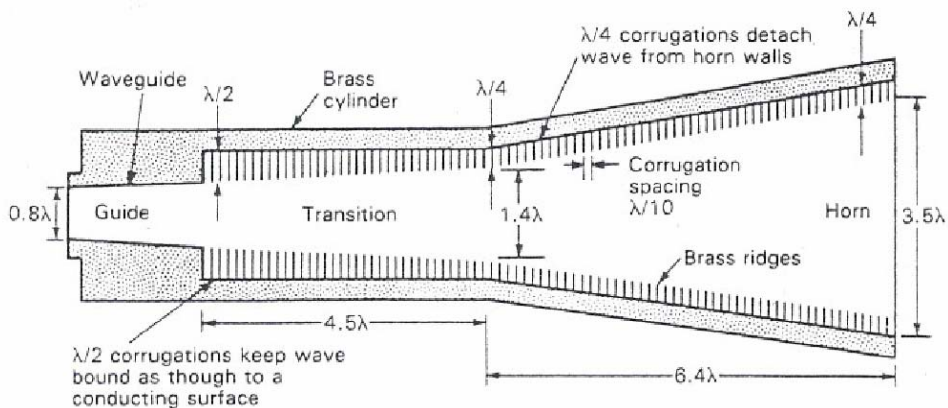
اگر یک سطح دندانه دار ، مطابق شکل ، در نظر بگیریم ، بطوری که $a \ll \lambda$ باشد ، مود به وجود آمده عمدتاً TEM بوده و میتوان برای امپدانس ورودی آن از رابطه زیر استفاده کرد:

$$Z_{in} = j\eta \tan(\beta d)$$

اگر $d = \lambda/4$ انتخاب شود ، این امپدانس بینهایت میشود. با افزودن این شیارها در دیواره های بوق ، جریان جاری شده بطرف لبه های بوق با این امپدانس مواجه شده و کاهش می یابد. شکل زیر یک بوق دندانه دار را نشان میدهد. دندانه ها با ارتفاع $\lambda/2$ که امپدانس ورودی صفر دارد شروع شده و در لبه به امپدانس بینهایت میرسند.

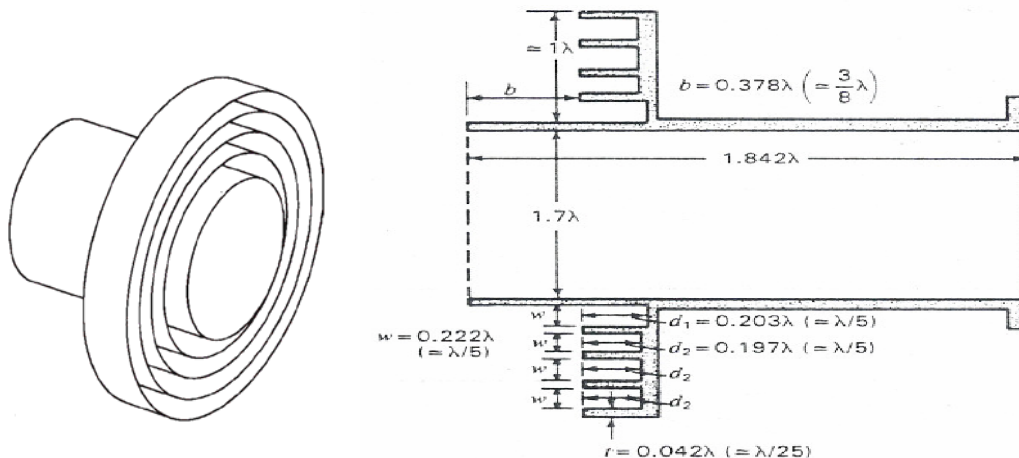


(a) Corrugated horn



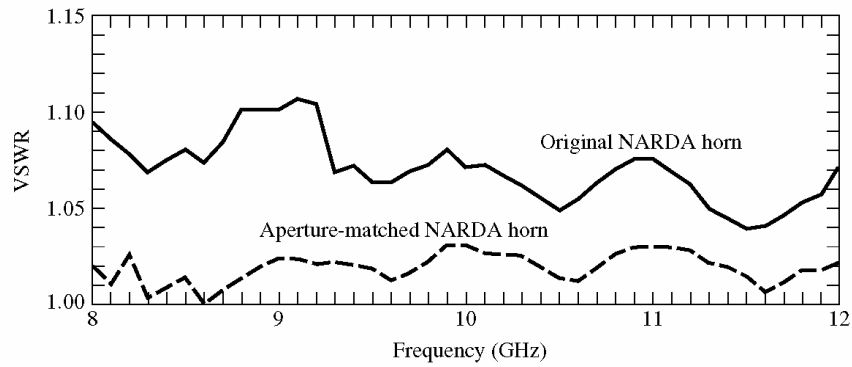
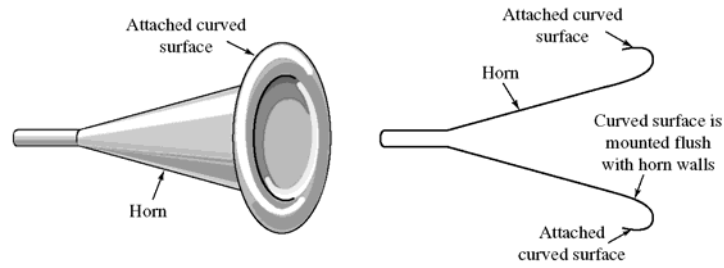
شکل ۱۰-۳

یک نوع ساده تر، که دندانه ها در یک صفحه گرد، و روی فید اصلی قرار میگیرند، و در حقیقت دندانه ها از داخل بوق به روی فلانچ آورده شده اند در شکل زیر دیده میشود. از این بوق در ایستگاه های زمینی گیرنده تلویزیونی (TVRO) استفاده زیادی میشود [۴].



شکل ۱۰-۴

با اضافه کردن یک سطح صاف منحنی به لبه بوق نیز میتوان پرتو، امپدانس و عرض باند را بهبود بخشید. در شکل زیر فرم دقیق لبه ها خیلی مهم نبوده و شعاع انحنا لبه باید لااقل $\lambda/4$ باشد. هم چنین منحنی بهبود تطبیق بوق هم نشان داده شده است.



شکل ۱۰-۱۰۵

وجود پله در موجبرها (*Ridge waveguide*) باعث کاهش فرکانس قطع و در نتیجه افزایش عرض باند آن‌ها می‌شود. آنتن‌های پله‌دار نیز دارای عرض باند بیشتری هستند [۲۲]

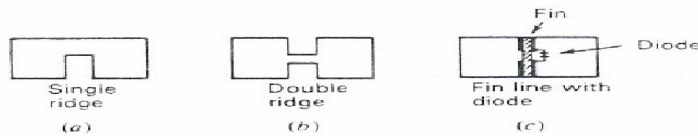


Figure 13-26 Single- and double-ridge rectangular waveguide and fin-line with diode.

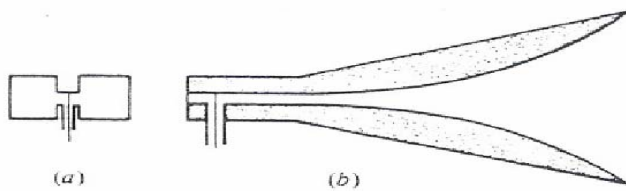
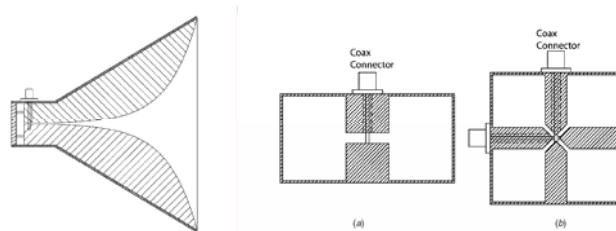


Figure 13-27 Double-ridge horn with coaxial feed. The view at (a) is a cross section at the feed point.

شکل ۱۰-۱۰۶

اگر دیواره از هر دو طرف پله‌دار شود (چهار پله‌ای) عرض باند بمقدار زیادی افزایش می‌یابد. در شکل‌های زیر تصویر و مشخصات آنتن‌های پله‌دار با دندان‌دار مقایسه شده‌اند [۲۲].



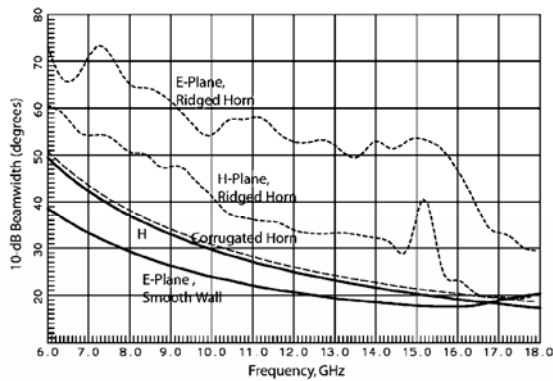


FIGURE 7-15 Measured 10-dB beamwidths of a circular quad-ridged horn compared to the calculated beamwidths of smooth- and corrugated-wall horns.

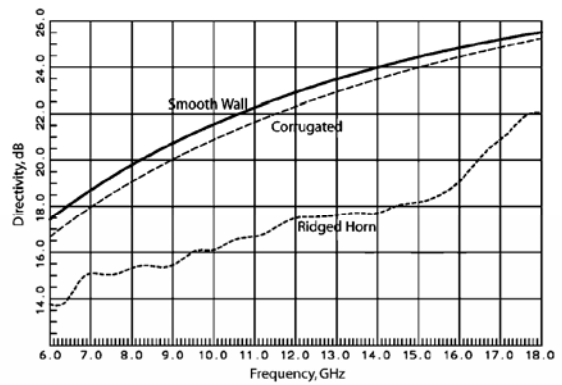


FIGURE 7-16 Measured directivity of a circular quad-ridged horn compared to those of smooth- and corrugated-wall horns.

شکل ۱۰-۱۰۷

در شکل زیر پرتو، و پرتو متعامد آنتن ۴ پله ای دیده میشود.

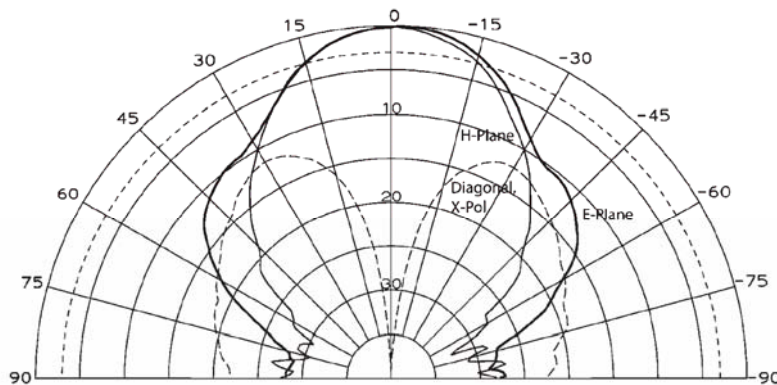


FIGURE 7-18 Measured pattern of a circular quad-ridged horn.

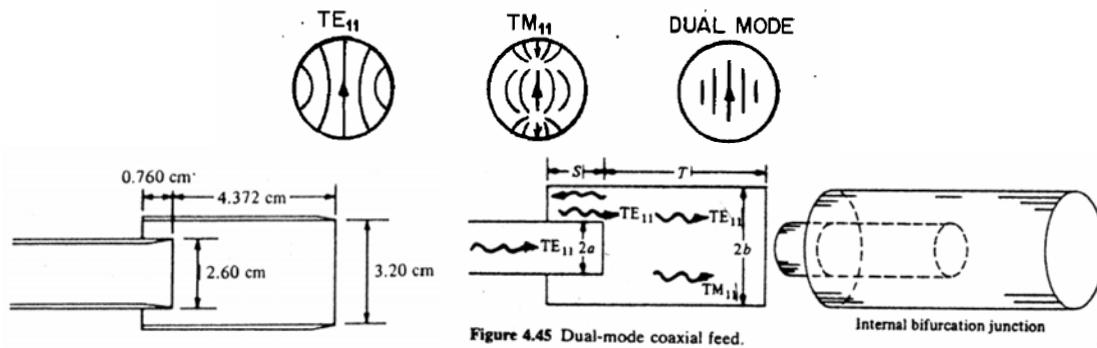
شکل ۱۰-۱۰۸

۱۰-۳۴- آنتن تغذیه کننده دو مودی هم محور (Dual-mode) [۱]

پنجره دایروی با مود TE_{11} دارای پلاریزاسیون متعامد نسبتاً قوی است. از آنتن دو مودی برای پلاریزاسیون متعامد با سطح بسیار کم استفاده میشود.

در این آنتن، تغذیه توسط موجبر دایروی با مود TE_{11} انجام میشود. ولی موجبر بزرگ خروجی، مود TM_{11} را نیز اجازه انتشار میدهد. این مود توسط قسمت مشترک دو موجبر ایجاد شده و دامنه و فاز آن با تنظیم طول T موجبر بزرگ تر کنترل میشود. مجموعه دو مود، میدان روی پنجره را طوری تنظیم میکند که فقط دارای مولفه عمودی بوده و در نتیجه پلاریزاسیون متعامد کاهش مییابد.

شکل زیر، این آنتن و یک طرح اپتیمم از آن را نشان میدهد. نسبت پلاریزاسیون متعامد آن ۸۵- دسی بل بوده و فرکانس مرکزی آن ۱۲ گیگا هرتز است. در عرض باند ۵٪ نیز، این نسبت از ۳۰- دسی بل کمتر نمیشود [پ-۳۴].



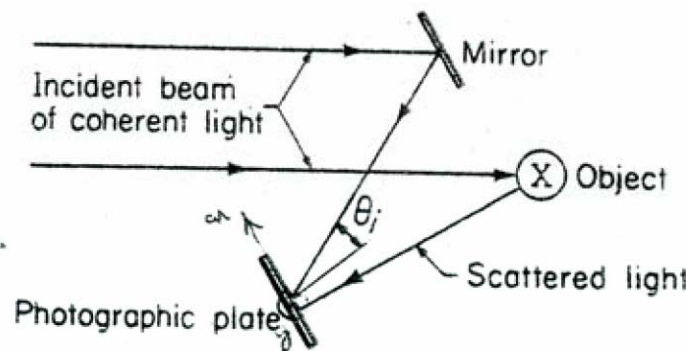
شکل ۱۰-۹

۱۰-۳۵- [۷] Holography

میدانیم که بر اساس قضیه هایگنس ، هر نقطه روی جبهه موج بعنوان یک منبع ثانویه عمل کرده و مجموعه اثرات این منابع ، اثر منبع اصلی را ایجاد میکند. بنابراین اگر دامنه و فاز موج روی یک سطح ، مثلا صفحه بزرگ ، مشخص شود و سپس هر نقطه از صفحه ، موج با دامنه و فاز مربوطه را ایجاد کند ، شکل موج منبع اصلی در آن طرف صفحه ساخته خواهد شد.

در عکس برداری ، فقط دامنه روی صفحه حساس فیلم ثبت شده و اطلاعات فازی موجود نیست . در الکترومغناطیس ، برای اندازه گیری فاز میتوان از جمع آن میدان با یک میدان مبنای مشخص استفاده کرد. اگر دو سگنال دارای اختلاف فاز کاملا مخالف باشند ، دامنه مینیمم شده و برای همفاز بودن ، دامنه حد اکثر میشود. به این ترتیب تغییرات فاز به تغییرات دامنه تبدیل میشود. همین کار در فرکانس نوری انجام شده و تغییرات فاز بصورت اطلاعات دامنه روی کاغذ حساس ظاهر میشود. چنین عکسی را هولوگرام مینامند.

در شکل زیر روش تهیه و بازیابی تصویر هولوگرام نشان داده شده است. نور مینا توسط یک آینه که قسمتی از نور یکرنگ را روی صفحه فیلم منعکس میکند ، تهیه میشود. صفحه فیلم را xoy در نظر میگیریم



شکل ۱۰-۱۱

اگر موج پخش شده از جسم بصورت

$$W_1(x, y, t) = A_1(x, y) \cos[\omega t + \phi(x, y)]$$

و موج مبنا بشکل

$$W_0(x, y, t) = A_0(x, y) \cos[\omega t + kx]$$

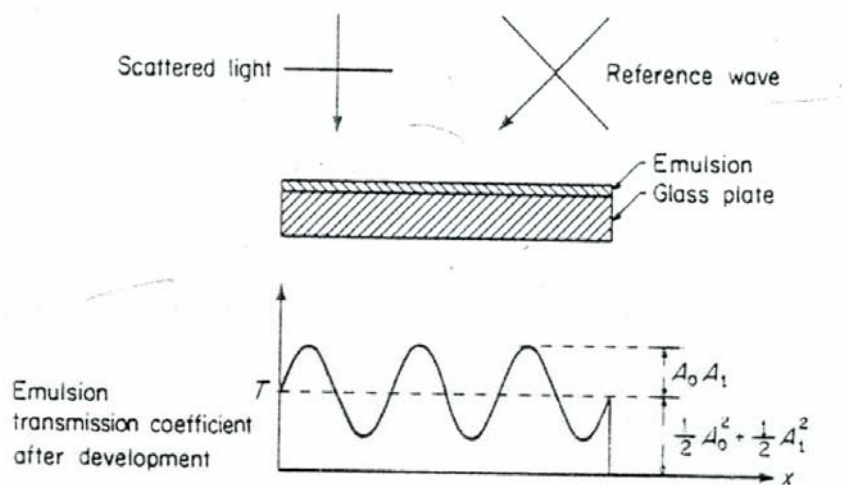
(که در آن $k = \beta a \sin(\theta)$ ثابت انتشار موج در جهت تابش به صفحه است) باشد، مجموعه میدان روی صفحه حساس جمع این دو بوده و چون اثر روی ماده حساس به قدرت بستگی دارد، مجذور این مقدار روی فیلم تاثیر میگذارد. مجذور میدان کل برابر است با

$$\begin{aligned} W^2 &= (W_0 + W_1)^2 \\ &= A_0^2 \cos^2[\omega t + kx] + A_1^2 \cos^2[\omega t + \phi] + 2A_0A_1 \cos[\omega t + kx] \cos[\omega t + \phi] \\ &= 1/2A_0^2 + 1/2A_1^2 + 1/2A_0^2 \cos 2[\omega t + kx] + 1/2A_1^2 \cos 2[\omega t + \phi] \\ &\quad + A_0A_1 \cos[2\omega t + kx + \phi] + A_0A_1 \cos[kx - \phi] \end{aligned}$$

که ماده حساس بر اثر مقدار موثر این قدرت (یعنی عباراتی که متوسط دارند) متاثر میشود. پس ضریب عبور صفحه حساس بصورت

$$T = 1/2A_0^2 + 1/2A_1^2 + A_0A_1 \cos[kx - \phi]$$

است. مثلاً در حالتی که موج پخش شده یکنواخت باشد ($\phi = cte$)، ضریب عبور بصورت شکل زیر است.



شکل ۱۰-۱۱۱

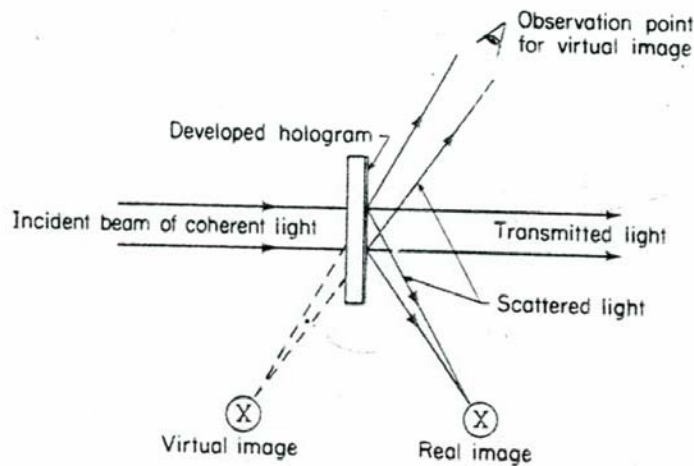
دیده میشود که تداخل موج پخش شده و موج مبنا، یک عکس راه راه به وجود میآورد، که این به معنی کلیه اطلاعات، از نظر دامنه و فاز است.

باز سازی عکس، با تاباندن اشعه نوری یک رنگ از پشت صفحه، انجام میشود. نور در جلوی صفحه، بصورت حاصل ضرب آن در ضریب عبور، ظاهر میشود. یعنی

$$W_s = A_2 [1/2A_0^2 + 1/2A_1^2 + A_0A_1 \cos(kx - \phi)] \cos(\omega t)$$

که A_2 دامنه موج تابشی است. رابطه بالا را میتوان بصورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} W_s &= \frac{1}{2} A_2 [A_0^2 + A_1^2] \cos \omega t \\ &\quad + \frac{1}{2} A_0 A_1 A_2 [\cos(\omega t + \phi + kx) + \cos(\omega t - \phi - kx)] \end{aligned}$$



شکل ۱۰-۱۱۲

عبارت اول همان موج تابش ، با تغییری روی دامنه است. دو عبارت دیگر شامل $\pm k x$ ، نشان دهنده پخش نور به دو جهت است که با زاویه تابش ، زاویه θ_i میسازند. قسمتی که شامل $\omega t + \varphi$ است ، دارای همان خصوصیت موج پخش شده از جسم است و بنابراین ناظر نگاه کننده به فیلم در این جهت ، شکل واقعی شئی را در محل اصلی میبیند و با گردانده چشم خود به اطراف آن ، قسمت‌های مختلف جسم را مشاهده خواهد کرد. نکته قابل توجه آن است که هر سطح کوچک ، در واقع دارای اطلاعات از همه نقاط جسم است. و بنابراین یک قسمت کوچک از فیلم هم کار میکند، ولی ، هولوگرام بزرگ تصویری واضح و با عمق کم و هولوگرام کوچک تصویری با دقت کمتر ولی با عمق بیشتر را بدست میدهد.

۱۰-۳۶- مرکز فاز آنتن ها Phase - center [۶]

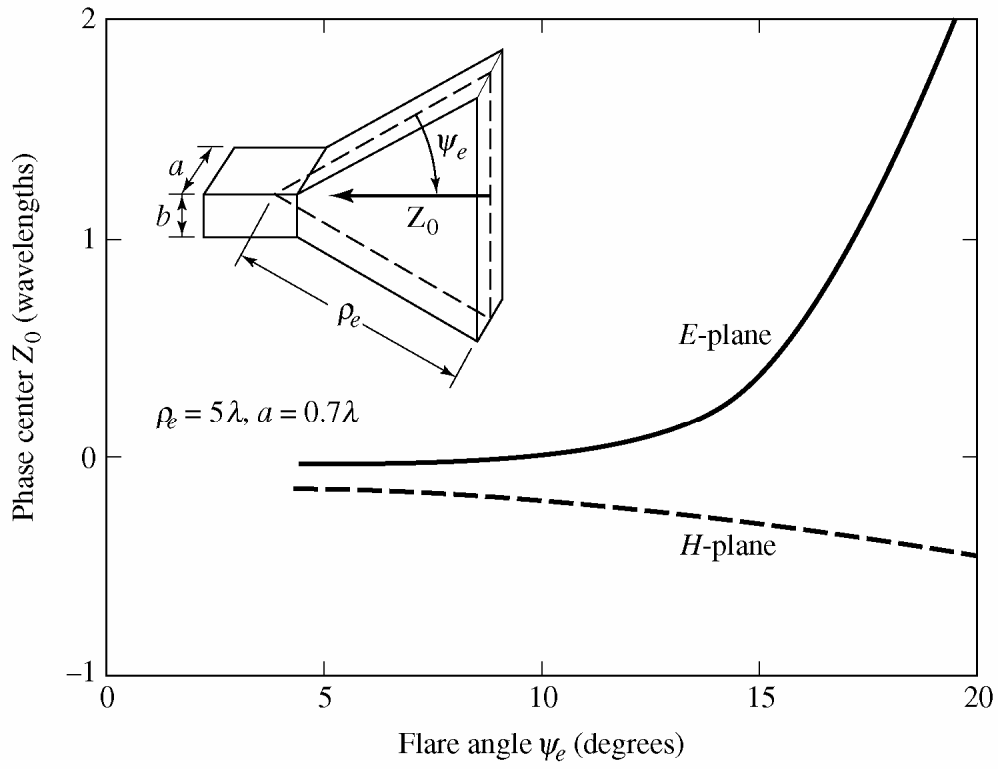
میدان دور هر آنتن را میتوان بصورت

$$E = E(\theta, \varphi) e^{i\psi(\theta, \varphi)} \frac{e^{i\beta r}}{r}$$

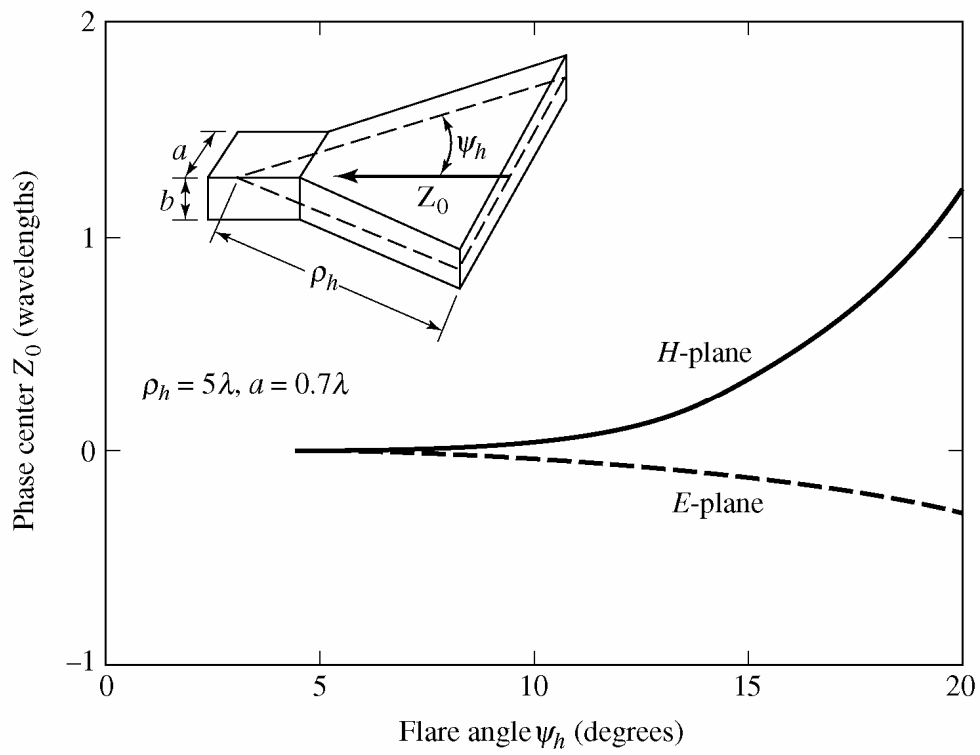
نوشت که در آن $E(\theta, \varphi)$ تغییرات دامنه ، و $\psi(\theta, \varphi)$ تغییرات فاز را نشان میدهد. در مواردی چون تغذیه کننده آنتن بشقابی ، نوبری ، ردیابی و سایر کارهای هواپیمائی یا سیستم های فضائی ، معمولاً لازم است نقطه ای از آنتن مشخص شود ، که در فرکانس معین ، مقدار $\psi(\theta, \varphi)$ ، مستقل از θ, φ باشد. این نقطه را مرکز فاز مینامند، که در آن فاز میدان به جهت بستگی نداشته و میتوان آن نقطه را، نقطه شروع انتشار موج در آن آنتن دانست.

عملاً این نقطه در آنتن ها وجود ندارد ، ولی میتوان نقطه ای را یافت که فاز موج ، حول سطح محدودی از آنتن ثابت باشد ، که این مرکز فاز ظاهری نامیده میشود.

مرکز فاز ، بیشتر برای فیدر (تغذیه کننده) آنتن های رفلکتور دار مورد نیاز است . تعیین تحلیلی مرکز فاز برای اکثر آنتن ها بسیار مشکل و غیر عملی است و معمولاً با اندازه گیری تعیین میشود [پ-۲۷ و پ-۱۴] در مورد بوق ها ، معمولاً مرکز فاز بین دهانه و راس هرم آن ها است . شکل های زیر بیان گر این مطلب است. برای آنتن های سیمی ، مانند لگپریودیک و یاگی ، میتوان با تحلیل آنتن ها با روش ممان مرکز فاز را تعیین کرد. [پ-۱۴]



(a) E -plane



(b) H -plane

شکل ۱۰-۱۱۳

۱۱- آنتن های رفلکتور دار

رفلکتور ها از سال ۱۸۸۸ توسط هر تز بکار گرفته شدند. ولی در جنگ جهانی دوم و کاربری رادارها ، تحلیل و طرح جدی آن ها آغاز شد.

برای گین بیشتر که در ارتباطات نقطه به نقطه ، مانند ارتباطات تکرار کننده های مخابراتی و یا ماهواره ای مورد نظر است ، از آنتن های رفلکتور دار، معمولا با منحنی پارابولوییدی استفاده میشود. بزرگترین رفلکتور بشقابی جهان به قطر ۱۰۰ متر در رادیوتلسکوپ ماکس پلانک در آلمان است . برای نتایج بهتر ، میتوان سطح رفلکتور را با یک منحنی مناسب شکل داد تا میدان روی پنجره آنتن، یکنواخت شده و لوب اصلی آن باریک تر شود. تحلیل معمولی این آنتن ها(یعنی حل مساله شرط حدی) بخاطر ابعاد بزرگ و ساختار پیچیده از نظر الکترومغناطیسی ، بسیار مشکل و تقریبا غیرممکن است. برای رسیدن به یک روش تقریبی با نتایج خوب ، میتوان از روشهای مختلف ، و هم چنین ترکیب این روشها استفاده کرد . در ادامه ، ابتدا به این روشها و سپس کار برد آن ها اشاره میشود.

۱-۱۱- روش نور هندسی [Geometrical optics(GO)] [۱,۳]

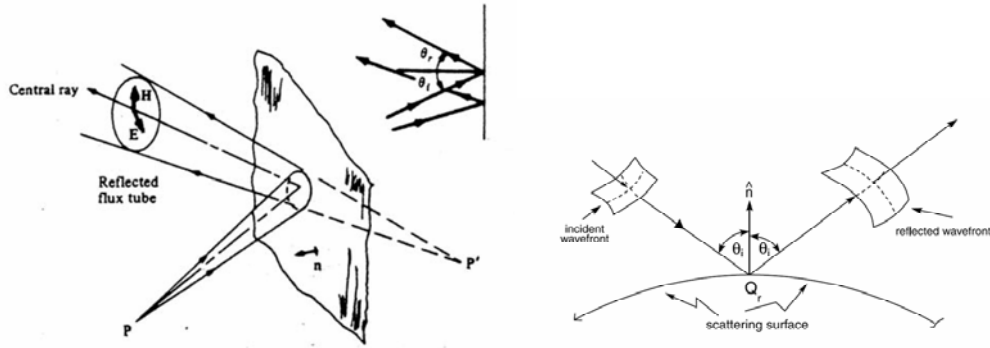
یکی از روشهای تقریبی برای آنتن های بزرگ ، روش نور هندسی یا نور شعاعی (Ray - optic) است. این روش دارای پایه تئوری معادلات ماکسول بوده و حل تقریبی معادلات را برای فرکانس بینهایت ، به دست میدهد. در این جا نتایجی را که برای تحلیل آنتن های رفلکتور دار مورد نیاز است ، بررسی میکنیم.

در نور هندسی ، موج در هر نقطه ، صفحه ای بوده و در خط مستقیم حرکت میکند. در فصل مشترک دو محیط ، انعکاس یا انکسار از قانون اسنل (Snell - law) یعنی

$$\frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$$

پیروی کرده و همین طور ، ضرائب انعکاس فرنل معتبر است. قدرت در لوله های شعاعی ، جاری شده و در انعکاس اشعه از سطح یک هادی کامل، قدرت در لوله شعاعی انعکاسی ، برابر با لوله شعاعی تابشی است. اگر صفحه منعکس کننده ، مسطح باشد زاویه فضائی تابش و منعکس مساویند . در صورتی که سطح منعکس کننده انحنا داشته باشد ، ممکن است اشعه جمع شده و یا باز تر شود. هم چنین میدان های الکتریکی و مغناطیسی بر هم عمود بوده و بر شعاع نیز عمودند و جهت پلاریزاسیون آن ها در فضا در صورت انعکاس یا انکسار تغییر میکند.

صفحاتی که عمود بر شعاع های موج هستند، صفحات ایکونال (Eiconal) نامیده میشوند. برای موج صفحه ای ، این صفحات مسطح ، برای موج استوانه ، استوانه های با شعاع ثابت هم محور و برای موج کروی ، کره های متحد المركز هستند.



شکل ۱-۱۱

برای تعیین قانون انتشار ، از قانون بقای انرژی استفاده میشود. اگر در شکل زیر P_0 و P_1 دانسیته قدرت ها بوده و سطوح $d\sigma_0$ و $d\sigma_1$ باشند ، چون باید $P_0 d\sigma_0 = P_1 d\sigma_1$ باشد بنابراین

$$S = 1/2 \sqrt{\mu/\epsilon} E^2$$

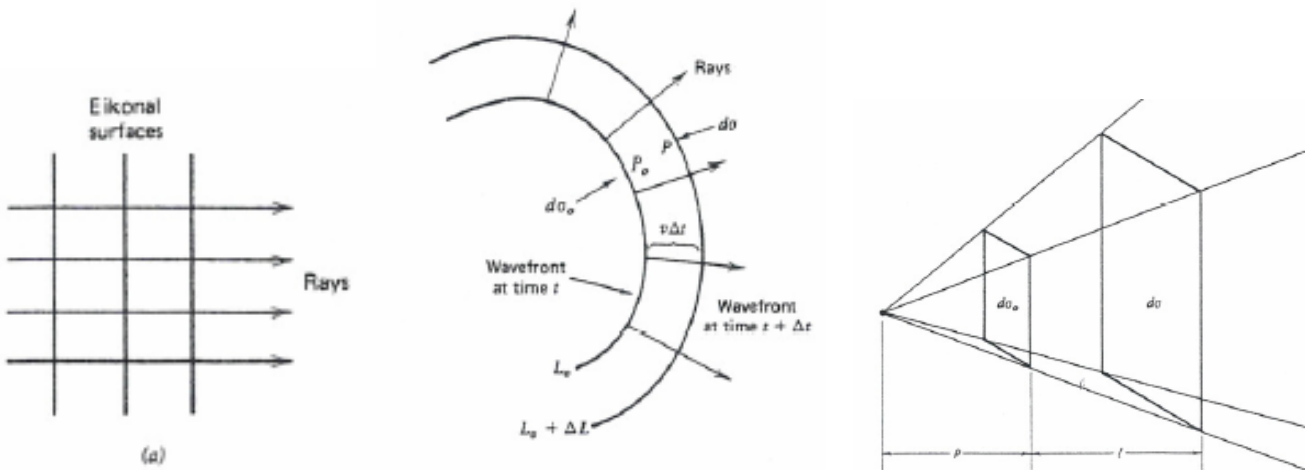
$$|E_0|^2 d\sigma_0 = |E_1|^2 d\sigma_1$$

و یا

$$|E| = |E_0| \sqrt{\frac{d\sigma_0}{d\sigma_1}}$$

است .

برای موج صفحه ای $d\sigma_0 = d\sigma_1$ بوده و بنابراین $E = E_1$ است.



شکل ۲-۱۱

در مورد موج استوانه ای ، $d\sigma_0 = \rho d\varphi$ و $d\sigma_1 = (\rho + l)d\varphi$ بوده و بنابراین

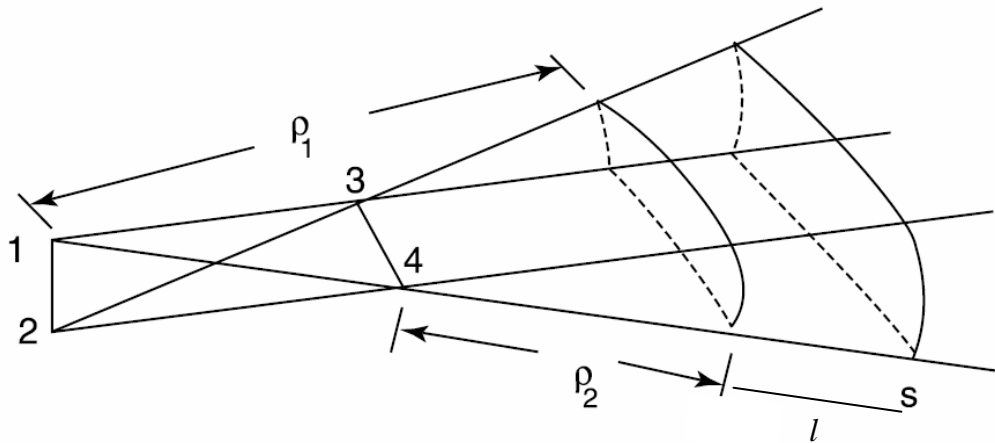
$$|E| = |E_0| \sqrt{\frac{\rho}{\rho + l}}$$

است.

برای موج کروی نیز ، $d\sigma_0 = \rho^2 d\theta d\varphi$ و $d\sigma_1 = (\rho + l)^2 d\theta d\varphi$ بوده و بنابراین داریم:

$$|E| = |E_0| \sqrt{\frac{\rho^2}{(\rho + l)^2}} = |E_0| \frac{\rho}{\rho + l}$$

در صورتیکه لوله اشعه ، مانند شکل زیر استیگمات باشد ، با استفاده از روبر هندسی میتوان نوشت



شکل ۱۱-۳

$$d\sigma_0 = \rho_1 d\theta \rho_2 d\varphi$$

$$d\sigma_1 = (\rho_1 + l) d\theta (\rho_2 + l) d\varphi$$

ویا

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} = \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)}$$

و در نتیجه

$$|E_1| = |E_0| \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)}}$$

رابطه بالا برای $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ تبدیل به موج کروی و برای $\rho_1 = \infty, \rho_2 = 0$ (ویا $\rho_1 = 0, \rho_2 = \infty$) به موج استوانه ای و برای $\rho_1 = \rho_2 = \infty$ به موج صفحه ای میشود.

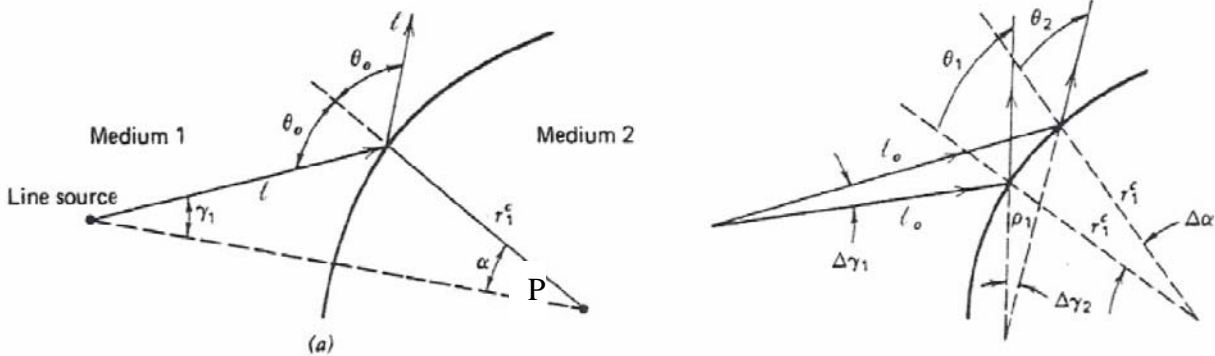
در $l = -\rho_1, l = -\rho_2$ لوله اشعه به صورت خط در آمده و سطح مقطع اشعه صفر است . یعنی میدان در آن محل ها بسمت بینهایت میل میکند. ولی میدانیم که عملا چنین نیست. خطوط ذکر شده را سوزان (Casutic) مینامند. میتوان نقاط سوزان نیز داشت. در امواج کروی نقاط سوزان محل منبع است . چون در مناطق سوزان ، میدان بینهایت میشود، مقدار آن را در حوالی آن نقطه تعیین میکنند. وقتی l به سمت بینهایت میل میکند ، همان طور که انتظار میرود، امواج کروی با $1/l$ و استوانه ای با $1/\sqrt{l}$ متناسب میشوند. در نور هندسی ، از روابط بالا برای تعیین دامنه میدان در یک نقطه ، وقتی دامنه، در یک نقطه مبنا مشخص است ، استفاده میشود. در الکترومغناطیس ، فاز را هم در نظر میگیریم . اگر مبداء فاز در محل مبنای دامنه باشد، پس میتوان نوشت:

$$|E_1| = |E_0| e^{j\varphi_0} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)}} e^{-j\beta l}$$

φ_0 فاز موج در $l=0$ است. وقتی l کوچک باشد، در گذر از خطوط سوزان یک جهش فاز 90° درجه پیش می‌آید، زیرا l کوچکتر از $\rho_2 -$ شده و زیر رادیکال منفی میشود.

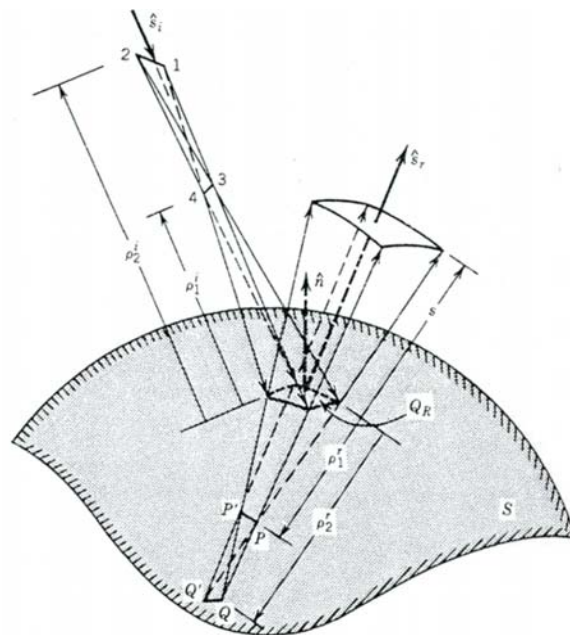
۱-۱-۱۱- انعکاس در نور هندسی

اکنون به بررسی انعکاس از یک سطح منحنی در نور هندسی می پردازیم. در شکل زیر انعکاس از یک سطح منحنی نشان داده شده است. شعاع انحنای سطح در محل تابش اشعه است و r_1^c نشان داده شده است و θ_0 زاویه تابش به سطح است که بر اساس قوانین فرنل با زاویه انعکاس برابر است. در شکل زیر انعکاس از سطح در نظر گرفته



شکل ۴-۱۱

شده، و نشان داده شده است که، همانند آن به در مورد تصویر در صفحه هادی کامل در نظر گرفته میشود، میتوان بجای موج تابشی که از نقطه P به سطح می تابد، فرض کرد که موج از نقطه تصویر آن یعنی P' شروع شده است. در شکل زیر نیز، این مطلب برای حالت تابش استیگمات نشان داده شده است.



شکل ۵-۱۱

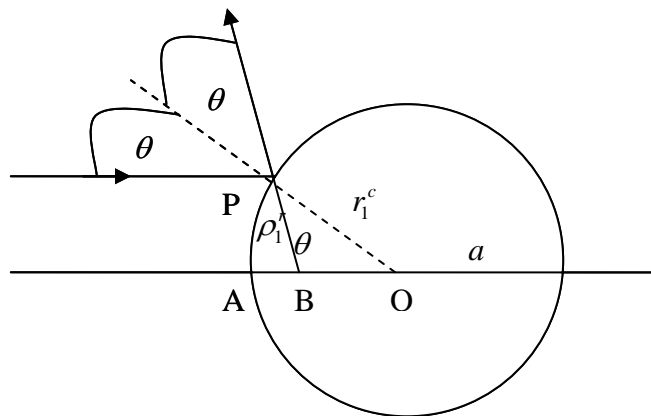
در این صورت رابطه موج برای حالت تابش استیگمات روی سطح منحنی بصورت زیر در خواهد آمد.

$$|E_1| = |E_0| R \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + l)(\rho_2^r + l)}} e^{-js}$$

که در آن R ضریب انعکاس موج از سطح است. مقادیر ρ_1^r, ρ_2^r تابعی از شعاع انحنای سطح و زاویه تابش هستند. برای حالت دو بعدی با منبع خطی، و با استفاده از شکل، میتوان ثابت کرد که بین مقادیر مورد نظر رابطه زیر برقرار است.

$$\frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{l_0} + \frac{2}{r_1^c \cos \theta_0}$$

که r_1^c شعاع انحنای سطح در نقطه تابش و θ_0 زاویه تابش با عمود بر سطح است. همین طور میتوان نشان داد که برای تابش یک موج صفحه ای به یک سطح با شعاع انحنای بزرگ (که $\theta_0 = 0, l_0 = \infty$ است)، رابطه بصورت $\rho_1 = r_1^c / 2$ است. شکل زیر این مقدار را برای یک کره بزرگ نشان میدهد. در شکل، زاویه POB با زاویه θ مساوی است و بنابراین مثلث OPB متساوی الساقین است، و $PB = OB$ است که اگر شعاع کره بینهایت شود، زاویه θ بسمت صفر میل کرده و P بر A قرار میگیرد. و به این ترتیب، $\rho_1^r = PB = AB = OB = r_1^c / 2 = a / 2$ خواهد شد.



شکل ۱۱-۶

برای مثال انعکاس مونو استاتیک موج صفحه ای از یک کره با شعاع بزرگ را با استفاده از نور هندسی بررسی میکنیم. اگر s به سمت بینهایت میل کند، رابطه موج نور هندسی بصورت زیر در خواهد آمد

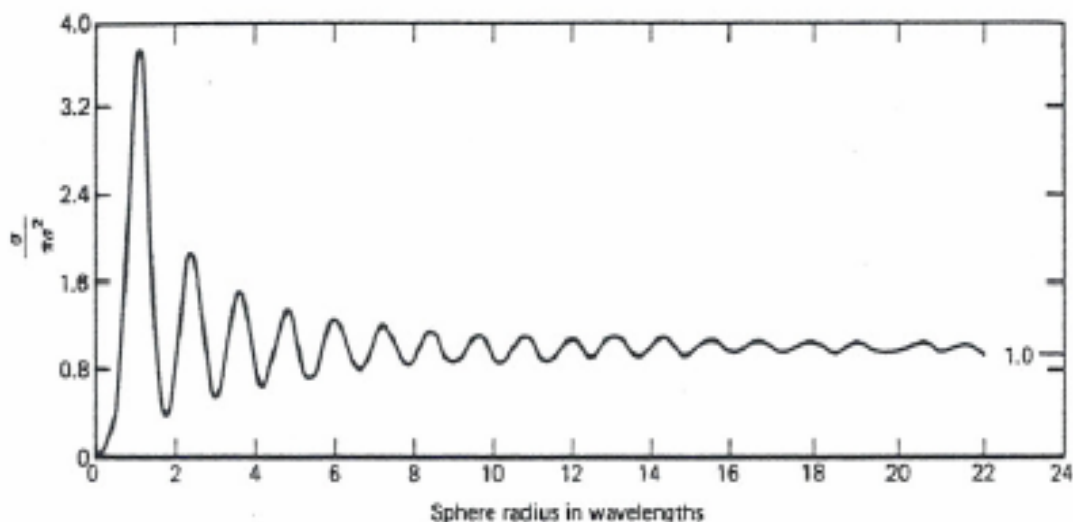
$$|E_1| = |E_0| R \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s)(\rho_2^r + s)}} e^{-j\beta s} = -|E_0| \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{s^2}} e^{-j\beta s} = -|E_0| \frac{\rho_1^r}{s} e^{-j\beta s}$$

علامت منها بخاطر آن است که ضریب انعکاس روی سطح هادی برابر با منهای یک گرفته شده است. در کره بزرگ مقدار $\rho_1^r = \rho_2^r = r_1^c / 2 = a / 2$ است، بنابراین سطح مقطع راداری کره بزرگ، با استفاده از نور هندسی، برابر خواهد بود با

$$\sigma = 4\pi s^2 \left| \frac{E_1}{E_0} \right|^2 = 4\pi s^2 \left| \frac{a/2}{s} \right|^2 = \pi a^2$$

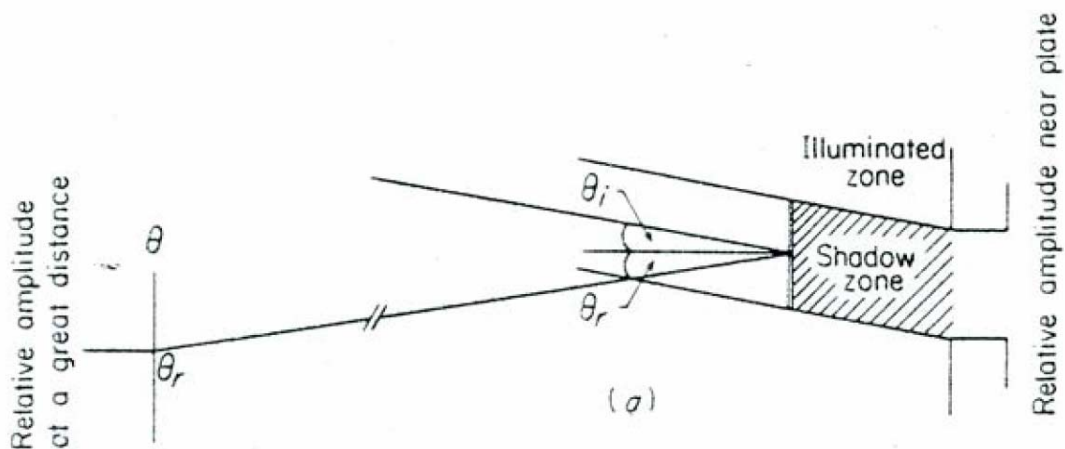
شکل زیر سطح مقطع راداری یک کره را برای شعاع های مختلف نسبت به طول موج، در تحلیل موجی نشان میدهد.

مشاهده میشود که وقتی شعاع نسبت به طول موج خیلی بزرگ میشود، این میزان با مقداری که در نور هندسی بدست آمد ($\sigma = \pi a^2$)، برابر است.



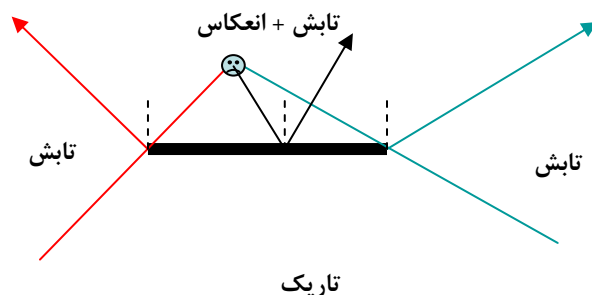
شکل ۷-۱۱

همان طور که گفتیم ، در نور هندسی فرض بر این است که انرژی در لوله هائی حرکت میکند و هر جا که جلوی نور گرفته شود ، در همان مقطع، انعکاس (یا جذب و انعکاس) اتفاق می افتد. در شکل زیر انعکاس و عبور از یک مانع صفحه ای محدود نشان داده شده است. روی دیوار پشت صفحه ، همه جا بجز جای سایه صفحه روشن است و در سایه نیز کاملاً تاریک است. در دیوار روبروی صفحه فقط جائیکه موج تابشی از صفحه (که فرض میشود در نور یک آینه و در موج یک صفحه هادی کامل باشد) منعکس میشود روشن است و در سایر نقاط تاریک است. میدانیم که این تئوری تقریبی است و بعداً در بحث تفرق ، خواهیم دید که برای حل دقیق باید تفرق از لبه ها نیز در نظر گرفته شود.



شکل ۸-۱۱

در شکل زیر ناحیه های روشن و تاریک یک صفحه که زیر یک منبع تابش (در موج ، آنتن) قرار گرفته ، با قانون نور هندسی نشان داده شده است.



شکل ۱۱-۹

در روش نور هندسی ، هیچ گونه اطلاعاتی راجع به میدان های پشت صفحه به دست نمی آید. از این روش برای تعیین میدان های روی سطح ، برای روشهای نور فیزیکی و تئوری تفرق استفاده میشود.

۱۱-۳- روش نور فیزیکی [Physical optics(PO)] [۳,۴,۷]

با استفاده از معادل فیزیکی ، در روش نور فیزیکی ، فرض آن است که میدان های روی سطح با روش نور هندسی تعیین شده و هر قسمت از سطح مورد تابش ، بعنوان یک صفحه صاف بینهایت در نظر گرفته میشود. به این ترتیب میدان های تابش در طرف سایه ، صفر است . مفهوم نور فیزیکی از نور هندسی عمومی تر است و در فرکانس بالا ، نور فیزیکی به نور هندسی تبدیل میشود.

برای روشن شدن مطلب ، شکل زیر را در نظر میگیریم ، که جسمی از هادی کامل مورد تابش میدانهای تابشی قرار میگیرد. E_i, H_i میدان های روی سطح با نور هندسی تعیین میشوند (میدان های پشت جسم صفر است). میدان ها در قسمت روشن ، پس از برخورد با سطح شئی، منعکس شده و میدان های E_r, H_r را به وجود می آورند. چون در نور فیزیکی فرض میشود که هر قسمت یا نقطه در صفحه بینهایت و صاف قرار گرفته ، بنابراین در روی سطح $H_r = H_i$ است. به این ترتیب میدان مغناطیسی مماسی کل روی سطح هادی برابر است با

$$H_t = H_r + H_i \approx 2H_i$$

که این میدان باعث جاری شدن جریان سطحی زیر، روی سطح قسمت روشن جسم اسکتر میشود . یعنی

$$J_s = \hat{n} \times H_i$$

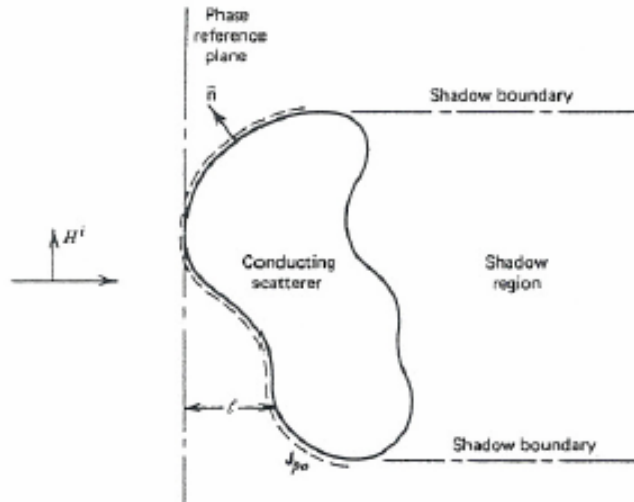
جریان سطحی در قسمت تاریک نیز برابر با صفر در نظر گرفته میشود. اکنون میدان اسکتر شده ، از تشعشع این جریان سطحی بدست می آید. یعنی

$$A = \frac{e^{-j\beta r_0}}{4\pi\epsilon_0} \iint_S 2(\hat{n} \times H_i) e^{-j\beta r} ds$$

و میدان دور از رابطه

$$E^s = -j\omega\mu A$$

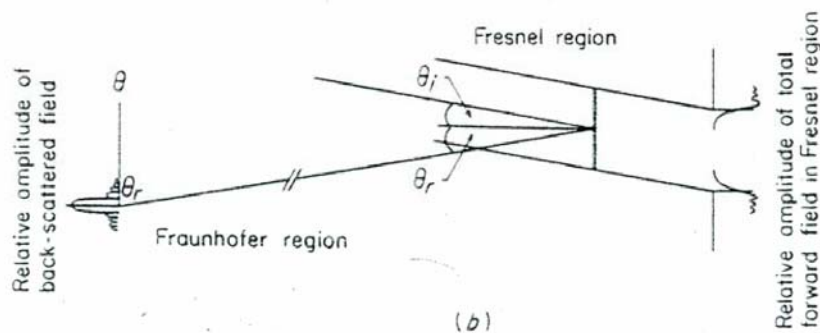
به صورت زیر تعیین میشود



شکل ۱۱-۱۰

$$\mathbf{E}^s = -\frac{j\omega\mu e^{-j\beta\ell_0}}{4\pi\ell_0} \iint_S 2(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^i) e^{-j\beta\ell} ds$$

ملاحظه میشود که این رابطه بر خلاف رابطه نور هندسی، تابع فرکانس بوده و در نتیجه دقیق تر است. در نور فیزیکی، انتگرال روی سطح غیر بسته، فقط قسمت روشن جسم گرفته میشود. در شکل زیر انعکاس از یک صفحه هادی محدود با روش نور فیزیکی نشان داده شده است. میدان تشعشع شده در جلو، در اثر یک سطح جریان دار است، و بنابراین مانند پرتو یک پنجره بزرگ است که دارای لوب اصلی و لوب های فرعی زیاد است. در دیوار روبروی صفحه منعکس کننده، فقط میدان اسکتر شده وجود دارد. میدان های پشت صفحه در دست راست، متشکل از مجموع میدان تابشی و میدان تولید شده توسط جریان سطحی (که جهت آن در خلاف جریان روی سطح است، چون بردار عمود بر سطح در دو طرف، خلاف جهت هم هستند)، است. این میدان درست در پشت صفحه صفر شده و در زوایای دور تر به ترتیب، زیاد میشود، بطوری که در فاصله دورتر از سایه صفحه، میدان همان میدان تابشی است. میدان های روی این دیوار در حقیقت از تفرق میدان از لبه ها تشکیل میشود.



شکل ۱۱-۱۱

نور فیزیکی اطلاعات کافی در مورد میدان های پشت را نمی دهد و این به این علت است که از اثر لبه ها صرف نظر شده است. برای مثال اسکترینگ مونواستاتیک یک موج صفحه ای از کره فلزی را به دست می آوریم. با توجه به شکل زیر،

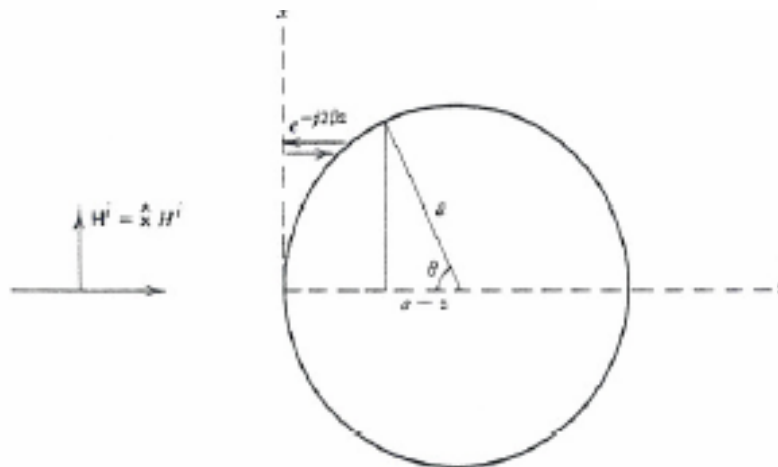
چون جریان نور فیزیکی برابر با $J_s = 2\hat{n} \times H_i$ است ، بنابراین میدان اسکتر شده ، و سطح مقطع راداری از رابطه های زیر محاسبه میشوند.

$$|E^s| = \frac{\eta}{2\lambda r_0} \left| \iint_S 2(\hat{n} \times H^i) e^{-j\beta r} ds \right|$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \frac{1}{H^i} \iint_S (\hat{n} \times H^i) e^{-j\beta r} ds \right|^2$$

تنها مولفه ای از جریان که تشعشع آن در جهت عقب ، یا مونواستاتیک است برابر با $2z \times (\hat{n} \times \hat{x}) H_i$ بوده (یعنی جریانی که عمود بر محور z است ، که تشعشع موج منعکسه در آن جهت باشد) و با استفاده از اتحاد $A \times (B \times C) = (A \cdot C)B - (A \cdot B)C$ تبدیل به $-2(z \cdot \hat{n}) \hat{x} H_i$ میشود. چون صفحه فاز در $z=0$ در نظر گرفته شده ، بنابراین در روابط بالا $l = 2z$ گرفته و داریم

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \iint_S -(\hat{z} \cdot \hat{n}) e^{-j2\beta z} ds \right|^2$$



شکل ۱۱-۱۲

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| 2\pi \frac{1}{j2\beta} \left(a - \frac{1 - e^{-j2\beta a}}{j2\beta} \right) \right|^2$$

$$\sigma = \pi a^2 \left| \frac{1}{j} \left(1 - \frac{1}{2j\beta a} \right) \right|^2 \xrightarrow{\beta a \rightarrow \infty} \pi a^2$$

از طرفی با توجه به شکل ، مقدار

$$\hat{z} \cdot \hat{n} = \cos \theta = \frac{a - z}{a}$$

بوده و بنابراین $ds = a dz d\phi$ و یا $dz = a \sin(\theta) d\theta$ در نتیجه

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_0^{2\pi} \int_0^a e^{-j2\beta z} \left(\frac{a-z}{a} \right) a \, dz \, d\phi \right|^2.$$

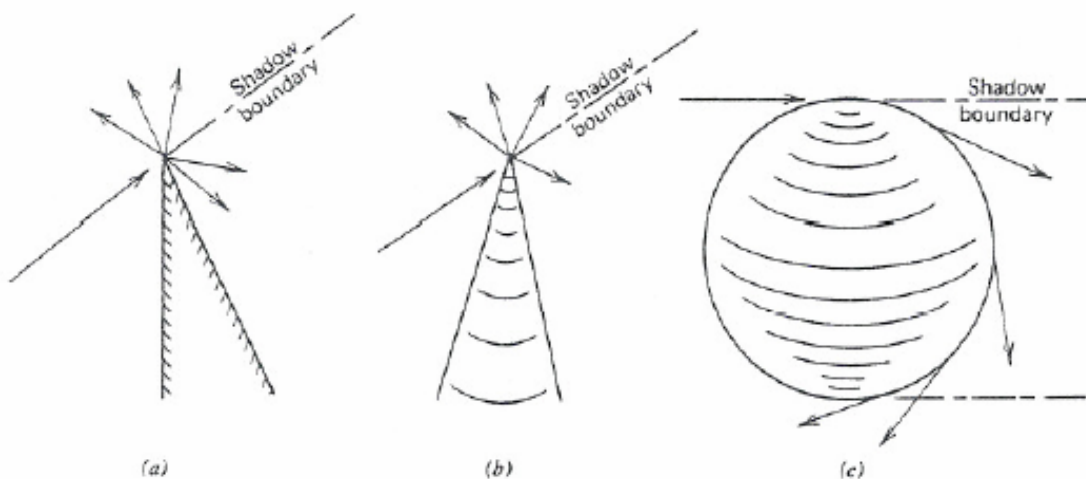
$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| 2\pi \frac{1}{j2\beta} \left(a - \frac{1 - e^{-j2\beta a}}{j2\beta} \right) \right|^2.$$

است. عبارت $e^{-2j\beta a}$ بعلت آن است که جریان ها فقط در قسمت روشن کره در نظر گرفته شده و در $\theta = \pi/2$ یک ناپیوستگی در جریان فرض میشود. با حذف این قسمت ، و برای کره باشعاع زیاد ($\beta a = \infty$) سطح مقطع راداری برابر با مقدار زیر خواهد بود، که همان مقداری است که در نور هندسی به دست آمد.

$$\sigma = \pi a^2 \left| \frac{1}{j} \left(1 - \frac{1}{2j\beta a} \right) \right|^2 \xrightarrow{\beta a \rightarrow \infty} \pi a^2.$$

۱۱-۳- تئوری هندسی تفرق [Geometrical theory of diffraction (GTD)] [۳،۶،۱۲]

روشهای GO و PO ، هر دو اطلاعاتی در مورد موج انعکاسی از یک شیئی را میدهند. در GO پشت جسم تاریک است و در PO نیز چون فقط جریان های سطحی برای طرف روشن محاسبه میشود ، اطلاعات کافی برای موج پشت صفحه به دست نمی آید. با گسترش دامنه GO ، میتوان میدان های متفرق از لبه ها را نیز به دست آورد. تفرق در اثر برخورد موج به لبه یک صفحه یا گاو، نوک تیز یک هرم یا مخروط و سطح انحنا دار و امثال آن ایجاد میشود. این ، باعث صفر نشدن میدان در پشت یک اسکتر شده و علاوه بر این تشعشع در جلو نیز تغییر میکند.



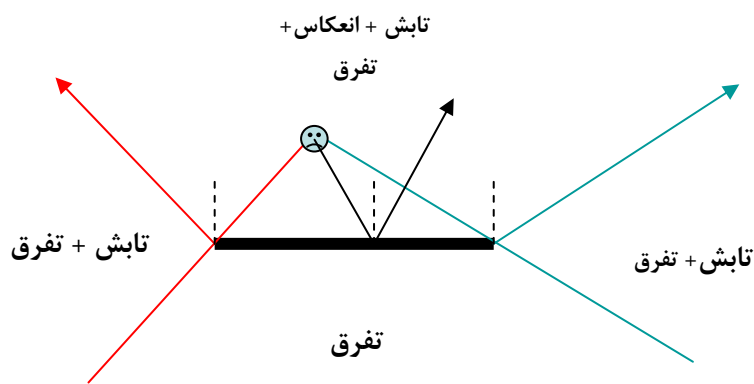
شکل ۱۱-۱۳

فرض بر آن است که تفرق یک پدیده محلی است ، و دامنه موج متفرق شده برابر با دامنه موج تابش است که در یک ضریب ، بنام ضریب تفرق (مانند ضریب انعکاس) ضرب میشود.

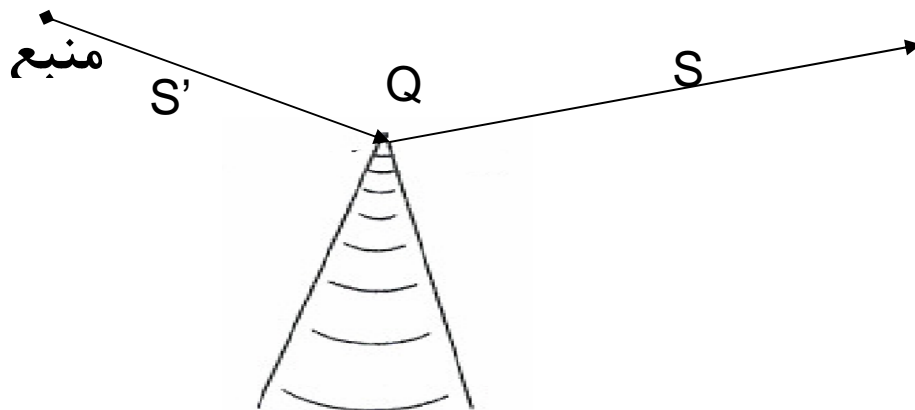
ضریب تفرق اصولاً به خصوصیات موج تابش و شرط حدی، درست در همسایگی نقطه تفرق بستگی دارد و دامنه موج متفرق شده از حل مساله حدی در این محل بدست می‌آید. این نوع مسائل را اصلی یا *Canonical* مینامند. معمولاً همه لبه‌ها قابل تبدیل به انواع این نوع لبه‌ها هستند. ما قبلاً تفرق از لبه جاذب صاف را بررسی کردیم. اما رابطه به دست آمده، میدان کل در پشت لبه را تعیین نکرد و براحتی نمیتوانستیم میدان تابش و متفرق را جدا کنیم. در *GTD* سعی بر آن است که میدان‌های تابش، منعکس و متفرق بطور جداگانه معین شوند. در شکل زیر نواحی مختلف برای یک صفحه محدود، نشان داده شده است.

ضرائب تفرق برای مسائل کانونیکال، از یافتن تابع گرین مناسب برای آن ساختار (بصورت تابع سری بینهایت) و کاربرد آن در یک معادله انتگرال و حل تقریبی آن به دست می‌آید. در *GTD* میدان متفرق را بصورت زیر مینویسیم:

$$E^d(s) = E^i(Q).DA(s', s)e^{-j\beta s}$$



شکل ۱۱-۱۴



شکل ۱۱-۱۵

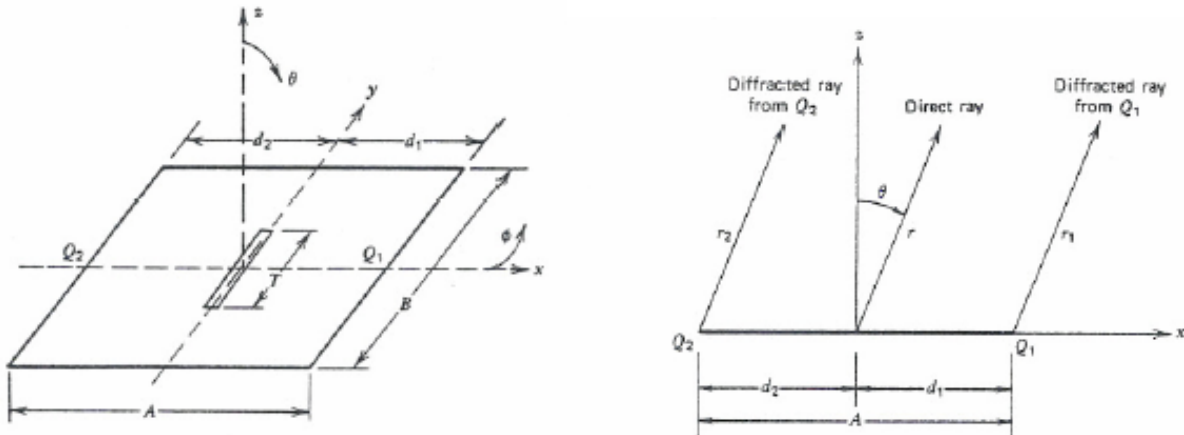
که $E^d(s)$ میدان متفرق در نقطه s و $E^i(Q)$ میدان تابش منبع اصلی در نقطه Q ، محل قرارگرفتن لبه، D ضریب تفرق و $A(s',s)$ ضریب تضعیف موج در اثر گستردگی در فضا بوده و میتوان نشان داد که برای تابش موج صفحه ای، استوانه ای و مخروطی برابر با $1/\sqrt{s}$ و برای تابش موج کروی برابر با $\sqrt{s'}/s$ است. علامت (.) در رابطه، علامت ضرب دیادیک (Diadic) است، که بصورت زیر تعریف میشود.

$$D = [D_{xx} \hat{x}\hat{x} + D_{xy} \hat{x}\hat{y} + D_{xz} \hat{x}\hat{z}] + [D_{yx} \hat{y}\hat{x} + D_{yy} \hat{y}\hat{y} + D_{yz} \hat{y}\hat{z}] + [D_{zx} \hat{z}\hat{x} + D_{zy} \hat{z}\hat{y} + D_{zz} \hat{z}\hat{z}]$$

مثلا مولفه x میدان متفرق برابر است با

$$E.D|_x = [E_x D_{xx} + E_y D_{xy} + E_z D_{xz}] \hat{x}$$

ضریب تفرق به نوع مساله کانونیکال (شکل هندسی لبه، نوک و یا سطح)، جهت تابش، محل ناظر، و پلاریزاسیون موج تابش وابسته است. این ضرائب معمولا شامل انتگرالهای فرنل هستند. اطلاعات بیشتر در مراجع آمده است. مثلا برای تعیین تفرق از لبه های صفحه متصل شده به یک پنجره با توزیع یکنواخت، ابتدا فرض میکنیم که صفحات لبه وجود نداشته و میدان پنجره اصلی را در محل تفرق محاسبه، و با ضرب آن در ضریب تفرق، میدان متفرق را حساب میکنیم.



شکل ۱۱-۱۶

میدان یک پنجره یکنواخت در صفحه yoz و در محل لبه، بصورت زیر است

$$E^i(Q_1) = \frac{1}{2} E_{so} \left(r = d, \theta = \frac{\pi}{2} \right) = \frac{E_0}{2} \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\right)}{\frac{kb}{2}} \frac{e^{-jkd}}{d}$$

عدد $1/2$ بعلت مقدار میدان در این لبه است (همان طور که در قسمت تفرق از لبه جاذب صاف گفته شد). با ضرب این مقدار در ضریب تفرق (که در مراجع ذکر شده و چون روابط مفصل است از ذکر آن خودداری میشود)، میدان متفرق شده مشخص میشود. محل تفرق دوم نیز لبه سمت چپ است که باید در نظر گرفته شود. میدان کل، مجموعه میدان پنجره اصلی و میدانهای متفرق است. در شکل زیر، هم چنین اثر صفحه زمین محدود روی پرتو یک آنتن مونوپل (دست راست) و یک پنجره یکنواخت (دست چپ) دیده میشود.

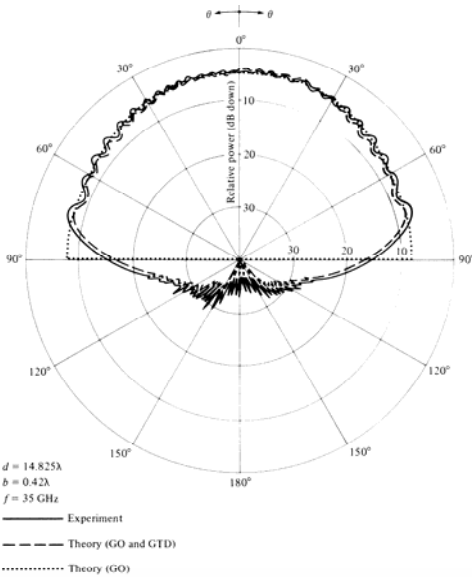


Figure 12.33 Principal E-plane amplitude patterns of an aperture antenna mounted on a finite size ground plane.

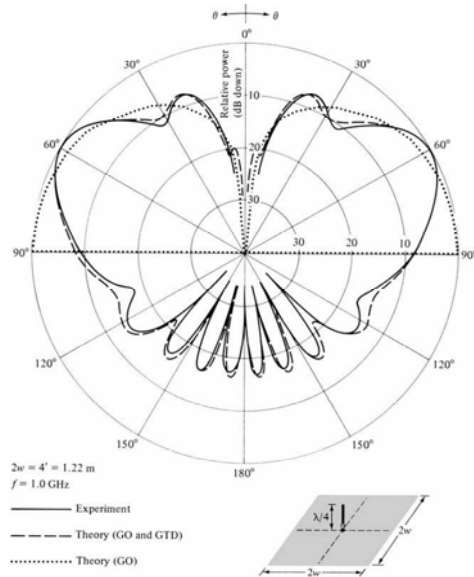
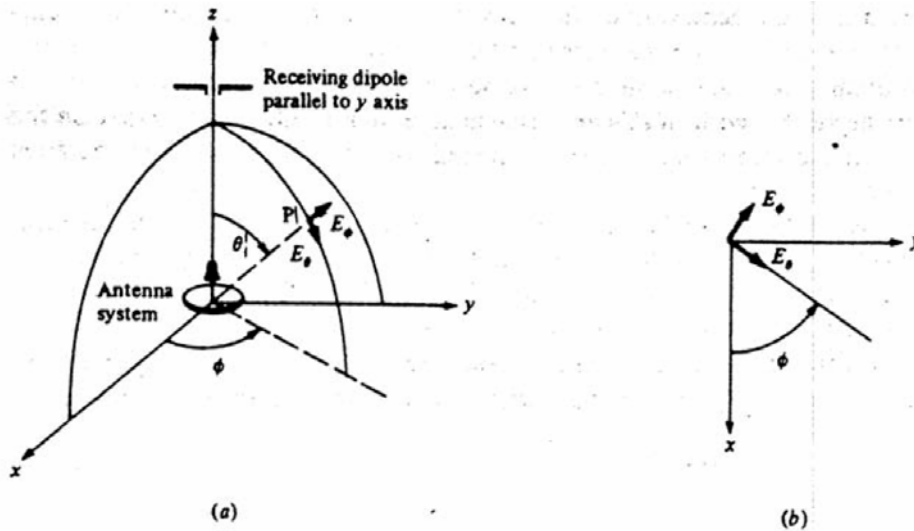


Figure 12.34 Measured and computed principal elevation plane amplitude patterns of a $\lambda/4$ monopole above infinite and finite square ground planes.

شکل ۱۱-۱۷

۱۱-۴- پلاریزاسیون متعامد (Cross-polarization) [۱]

فرض کنیم ، مطابق شکل زیر ، آنتن فرستنده دارای میدان های الکتریکی E_x, E_y در روی محور z باشد. در این صورت دی پلی که در جهت محور y قرار گیرد ، فقط میدان E_y را دریافت میکند. در این حالت E_x مولفه متعامد آنتن فرستنده نامیده میشود. اگر بخواهیم آنتن فرستنده فاقد پلاریزاسیون متعامد ، در همه جهت ها ، باشد ، باید رابطه ای بین E_θ, E_ϕ آن برقرار باشد. برای به دست آوردن این رابطه ، فرض میکنیم که محور آنتن



شکل ۱۱-۱۸

طوری تغییر کند که نقطه P روی آنتن دی پل گیرنده قرار گیرد. در این صورت اگر میدان آنتن بشکل $E(\theta, \phi) = E_\theta(\theta, \phi)\hat{\theta} + E_\phi(\theta, \phi)\hat{\phi}$ باشد ، میتوان مولفه های در جهت دی پل ، و در جهت عمود بر دی پل را تعیین کرد. داریم:

$$E_x = E_\theta(\theta, \varphi) \cos(\varphi) - E_\varphi(\theta, \varphi) \sin(\varphi)$$

$$E_y = E_\theta(\theta, \varphi) \sin(\varphi) + E_\varphi(\theta, \varphi) \cos(\varphi)$$

برای آن که پلاریزاسیون متعامد E_x صفر باشد ، باید

$$E_\theta(\theta, \varphi) \cos(\varphi) = E_\varphi(\theta, \varphi) \sin(\varphi)$$

باشد. یک شرط کافی برای برقراردن این رابطه ، در تمام زوایا این است که

$$E_\theta(\theta, \phi) = e(\theta) \sin \phi$$

$$E_\phi(\theta, \phi) = e(\theta) \cos \phi$$

باشد. در این صورت پلاریزاسیون متعامد حذف شده ولی پلاریزاسیون اصلی (*Co - polar*) برابر با

$$e(\theta)(\cos^2(\varphi) + \sin^2(\varphi)) = e(\theta)$$

خواهد بود. در شرائط ذکر شده ، پرتو دارای تقارن حول محور z است. با توجه به شکل بالا ، مولفه پلاریزاسیون موافق ، در

جهت $\hat{a}_1 = \sin(\varphi)\hat{\theta} + \cos(\varphi)\hat{\varphi}$ و مولفه پلاریزاسیون متعامد در جهت $\hat{a}_2 = \cos(\varphi)\hat{\theta} - \sin(\varphi)\hat{\varphi}$ است.

۱۱-۵-آنتن های با رفلکتور پارابولوئید(بشقابی) (Paraboloidal antennas) [۶]

در نور هندسی نشان داده شده است که رفلکتوری که شکل پارابولوئید(سه‌موی) داشته باشد، انرژی را در نقطه ای به نام کانون متمرکز میکند و بالعکس، اگر منبعی در کانون قرار گیرد، شعاع های تابشی بصورت موازی منعکس خواهند شد. به همین علت، این آنتن ها دارای گین بسیار زیادی بوده و نسبت لوب فرعی به اصلی و پلاریزاسیون متعامد آن ها نیز کم است. بهره این آنتن ها ۵۰ تا ۶۰ درصد است و اگر بجای صفحه از میله استفاده شود به ۵۵ درصد کاهش مییابد. عرض لوب آنتن های بشقابی برای رادار، در صفحه افقی، حدود ۱,۵ درجه است. برای حذف اسکترینگ قطرات باران از پلاریزاسیون دایروی استفاده میشود. ممکن است از دو یا چند فید برای تغییر شکل پرتو استفاده کرد.

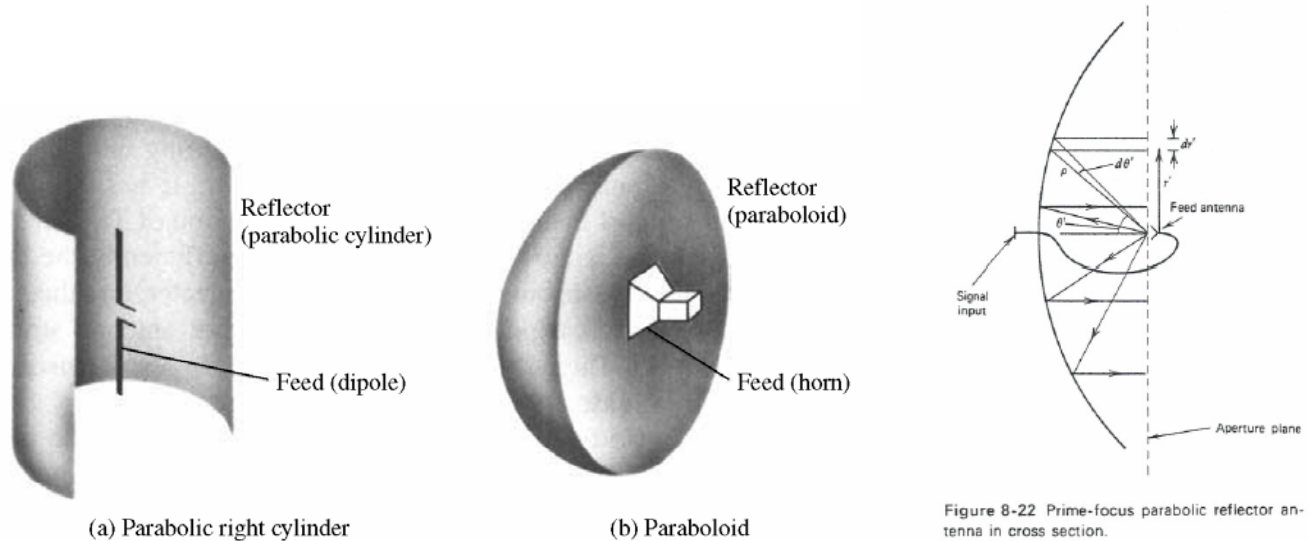
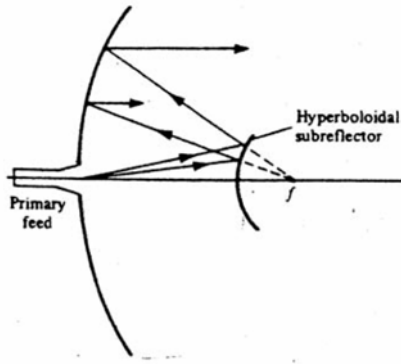


Figure 8-22 Prime-focus parabolic reflector antenna in cross section.

شکل ۱۱-۱۹

در آنتن های با تغذیه از کانون در روبروی رفلکتور، زیاد شدن طول کابل و در نتیجه تضعیف شدن سیگنال و افزایش نویز یکی از اشکالات است. برای کاهش این اشکال معمولا، خود فرستنده و یا گیرنده (بصورت LNA, LNB, LNC) را در کانون قرار میدهند و سیگنال دریافتی و یا ارسالی بصورت فرکانس میانی (IF) که خیلی کمتر از فرکانس کار آنتن بوده و بنابراین افت کمتری دارند، در سیستم بکار میرود.

روش دیگر، که بخصوص در آنتن های خیلی بزرگ کاربرد دارد، استفاده از آنتن های دو رفلکتوره یا کاسگرین ($Cassegrain$) است. در این آنتن ها از یک رفلکتور پارابولوئید اصلی و یک رفلکتور هیپربولوئید فرعی ($Sub\ reflector$)، که در کانون رفلکتور اصلی قرار گرفته، استفاده میشود. در ایستگاه های زمینی ارتباط با ماهواره، که قطر آنتن خیلی بزرگ است، معمولا از این نوع آنتن استفاده میشود. قبلا برای ماهواره های سنکرون، از ایستگاههای زمینی با قطر تا ۳۲ متر با $G/T = 35dB/K$ و هزینه ۱۰۰ میلیون دلار استفاده میشد. ولی اکنون با پیشرفت در صنعت ساخت تقویت کننده های کم نویز، قطر آنتن ها به حدود ۱۱ متر و $G/T = 32dB/K$ و هزینه ۵ میلیون دلار تبدیل شده است. فید این آنتن ها در نقطه راس رفلکتور اصلی ($Vertex\ house$) قرار گرفته و دسترسی به آن را آسان میکند. علاوه بر این نویز و افت نیز بعلت کاهش طول کابل تغذیه کم خواهد شد. بهره این آنتن ها ۶۵ تا ۷۸ درصد است. ناصافی سطح، سایه فید و پایه ها نیز در بهره موثر بوده و آن را تا ۵۰ درصد کاهش میدهد.



شکل ۱۱-۲۰

تغذیه کننده ها (*Feeder*) معمولا انواع آنتن های بوقی ، با لوب نسبتا پهن ، و یا بسته به فرکانس کار، سایر انواع آنتن ها مانند یاگی ، لگپریودیک (که در این مورد باید تغییر محل مرکز فاز آنتن در فرکانسهای مختلف در نظر گرفته شود) و یا با طرح های خاص هستند.

اگر رفلکتور بصورت پارابولیک سیلندری (سهموی فقط در یک بعد) ساخته شود ، دارای پرتو باریک در یک صفحه ، و پرتو پهن در صفحه دیگر خواهد بود، که اصطلاحا آن را بادبزی (*Fan beam*) مینامند. تغذیه کننده این نوع رفلکتورها معمولا یک رشته آنتن خطی و یا مشابه آن است. این گونه آنتن ها بیشتر در رادارها ، که منظور دیدن هدف در یک زاویه باریک ، مثلا در افق، و امکان دید در یک زاویه خیلی پهن در عمودی، برای رادارهای جستجو (*Search*) است ، و یا عکس آن برای رادارهای ارتفاع (*Height*)، بکار میروند.

وجود تغذیه کننده و پایه نگهدارنده آن ، باعث ایجاد مانع در مقابل تشعشع آنتن و هم چنین ایجاد پرتو عقبی میشود. به همین دلیل در حالاتی که این موضوع اشکال اساسی ایجاد کند ، از رفلکتور های آفست (*Offset*) استفاده میشود. این رفلکتورها در واقع از قسمتی از سطح یک سهموی ، ولی نه قسمتی که عمود بر محور اصلی آن است ، تشکیل شده اند. از خصوصیات این آنتن ها مشکل بودن ساخت و وجود پلاریزاسیون متعامد بالا است. بهره این نوع آنتن ۶۰ تا ۷۰ درصد است.

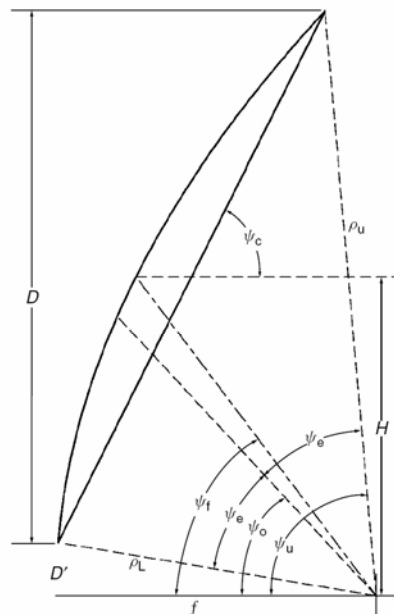


FIGURE 8-7 Parameters of an offset-fed parabolic reflector.

شکل ۱۱-۲۱

۱۱-۶- ساختمان هندسی سطح رفلکتور پارابولوئید [۶]

در بررسی این مطلب از تفرق لبه های رفلکتور صرف نظر شده و از نور هندسی استفاده میکنیم. برای آن که امواج تابیده شده توسط یک تغذیه کننده نقطه ای، قرار گرفته در نقطه ای بنام کانون، در جلوی رفلکتور میدان حد اکثر ایجاد کنند، شرط لازم آن است که امواج منعکس شده از سطح رفلکتور، بطور همگاز، در هر صفحه عمود بر محور رفلکتور، برسند. در این صورت، این میدان ها، همگی در فاصله دور با هم بطور همگاز جمع شده و میدان حد اکثر میشود. برای تحقق این هم فازی، باید، براساس نور هندسی، راه طی شده از کانون توسط همه اشعه هائی که از فیدر خارج شده و پس از انعکاس از سطح رفلکتور در آن صفحه (که میتواند صفحه عمود بر محور در نقطه کانون باشد)، با هم مساوی باشند. یعنی باید مطابق شکل رابطه زیر برقرار باشد

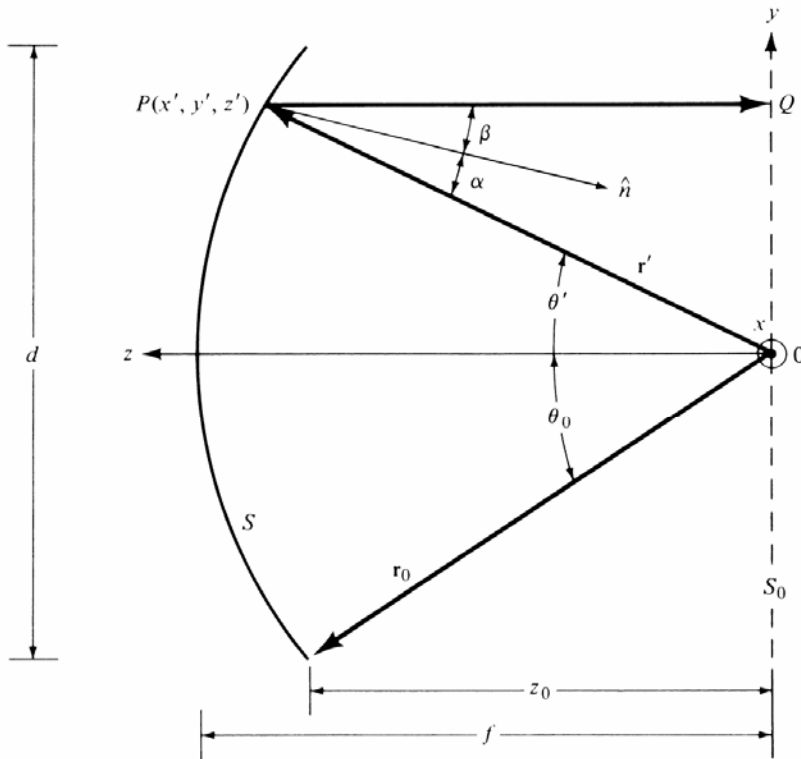


Figure 15.10 Two-dimensional configuration of a paraboloidal reflector.

شکل ۱۱-۲۲

$$OP + PQ = 2f$$

که f فاصله کانونی است. اما $OP = r'$ ، بنابراین $PQ = r' \cos(\theta')$ است، بنابراین

$$r' + r' \cos \theta' = \sqrt{(x')^2 + (y')^2 + (z')^2} + z' = 2f$$

که نتیجه میشود:

$$r' = \frac{2f}{1 + \cos(\theta')}$$

و این معادله قطبی سطح یک پارابولوئید (پارابولیک دوار) است. در مختصات مستطیلی این معادله بصورت زیر است.

$$(x')^2 + (y')^2 = 4f(f - z')$$

میتوان با گرادیان گرفتن از معادله این سطح، بردار یکه عمود بر آن را بدست آورد.

$$\begin{aligned} \mathbf{N} &= \nabla \left[f - r' \cos^2 \left(\frac{\theta'}{2} \right) \right] = \hat{\mathbf{a}}_r' \frac{\partial S}{\partial r'} + \hat{\mathbf{a}}_{\theta'}' \frac{1}{r'} \frac{\partial S}{\partial \theta'} \\ &= -\hat{\mathbf{a}}_r' \cos^2 \left(\frac{\theta'}{2} \right) + \hat{\mathbf{a}}_{\theta'}' \cos \left(\frac{\theta'}{2} \right) \sin \left(\frac{\theta'}{2} \right) \end{aligned}$$

که بردار یکه عمود بر سطح بصورت زیر است

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{N}}{|\mathbf{N}|} = -\hat{\mathbf{a}}_r' \cos \left(\frac{\theta'}{2} \right) + \hat{\mathbf{a}}_{\theta'}' \sin \left(\frac{\theta'}{2} \right)$$

زاویه α ، بین بردار یکه عمود بر سطح و برداری که کانون را به سطح متصل میکند برابر است با

$$\cos(\alpha) = -\hat{\mathbf{r}}' \cdot \hat{\mathbf{n}} = \cos(\theta'/2)$$

و همین طور میتوان نشان داد که

$$\cos(\beta) = -\hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{n}} = \cos(\theta'/2) = \cos(\alpha)$$

پس زاویه تابش و منعکس، نسبت به بردار عمود بر سطح، مساوی هستند، که همان قانون اسنل است.

واضح است که عملاً، سطح رفلکتور تا بینهایت ادامه نداشته و مثلاً با زاویه $2\theta_0$ از کانون دیده میشود. میتوان نوشت:

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left(\frac{d/2}{Z_0} \right)$$

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left(\frac{.5(f/d)}{(f/d)^2 - 1/16} \right)$$

$$f/d = 1/4 \cot(\theta_0/2)$$

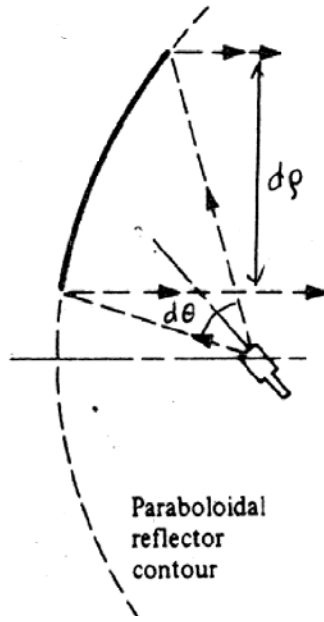
که d قطر دهانه رفلکتور است. برای بهره بهینه معمولاً f/d حدود ۵/ در نظر گرفته میشود. زیاد شدن این مقدار و هم چنین پهن شدن لوب فید، ضریب انعکاس فید را کم میکند. افزایش f/d پلاریزاسیون متعامد آنتن را کاهش میدهد [۸].

۱۱-۷- اثر میدان تغذیه کننده [۱]

اگر معادله قدرت تشعشی تغذیه کننده، که در کانون قرار میگیرد، بصورت

$$\frac{E^2(\theta, \varphi)}{\eta} = \frac{g(\theta, \varphi)}{r^2}$$

باشد، قدرت رسیده به سطح رفلکتور، در یک زاویه فضائی با عرض های $d\varphi, d\theta$ برابر است با



شکل ۱۱-۲۳

$$P_i(\theta, \varphi) = \phi d\Omega = \phi \sin(\theta) d\theta d\varphi = r^2 \frac{E^2(\theta, \varphi)}{\eta} \sin(\theta) d\theta d\varphi = g(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi$$

اما از طرفی بر اساس قانون نور هندسی، این مقدار برابر با قدرتی است که در پنجره ای با ابعاد $d\rho$ (که پنجره باشد، داریم

$$P(\theta, \varphi) \rho d\rho d\varphi = g(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi$$

$$P(\theta, \varphi) r \sin(\theta) d\rho d\varphi = g(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi$$

$$P(\theta, \varphi) = \frac{1}{r} g(\theta, \varphi) \frac{d\theta}{d\rho}$$

چون معادله سطح رفلکتور $r = \frac{2f}{1 + \cos(\theta)}$ و $\frac{d\rho}{d\theta} = \frac{2f}{1 + \cos(\theta)}$ است، بنابراین خواهیم داشت

$$P(\theta, \varphi) = g(\theta, \varphi) \frac{(1 + \cos(\theta))^2}{4f^2} = g(\theta, \varphi) \frac{\cos^4(\theta/2)}{f^2}$$

با توجه به رابطه بالا، اگر بخواهیم قدرت روی سطح پنجره، یکنواخت باشد، که منجر به پرتوی با عرض لوب کم ولی تعداد و دامنه لوب فرعی زیاد میشود، باید $P(\theta, \varphi) = k'$ بوده و پرتو آنتن تغذیه کننده بصورت

$$g(\theta, \varphi) = K \frac{1}{\cos^4(\theta/2)}$$

باشد. این به معنی آن است که پرتو تغذیه کننده در وسط کمتر از کنارها است. این گونه تغذیه، یعنی یکنواخت بودن میدان روی پنجره، لوب اصلی را باریک کرده ولی لوبهای فرعی نسبتاً قوی ایجاد خواهد کرد. شکل زیر پرتو چنین تغذیه کننده ای را نشان میدهد.

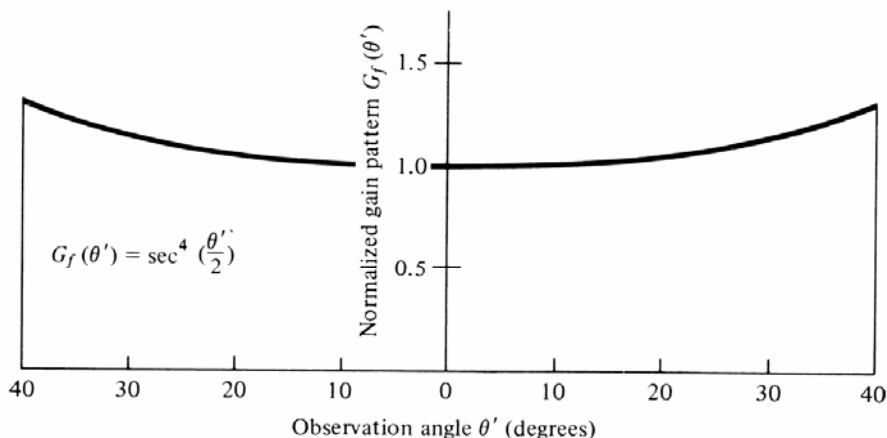


Figure 15.22 Normalized gain pattern of feed for uniform amplitude illumination of paraboloidal reflector with a total subtended angle of 80° .

شکل ۱۱-۲۴

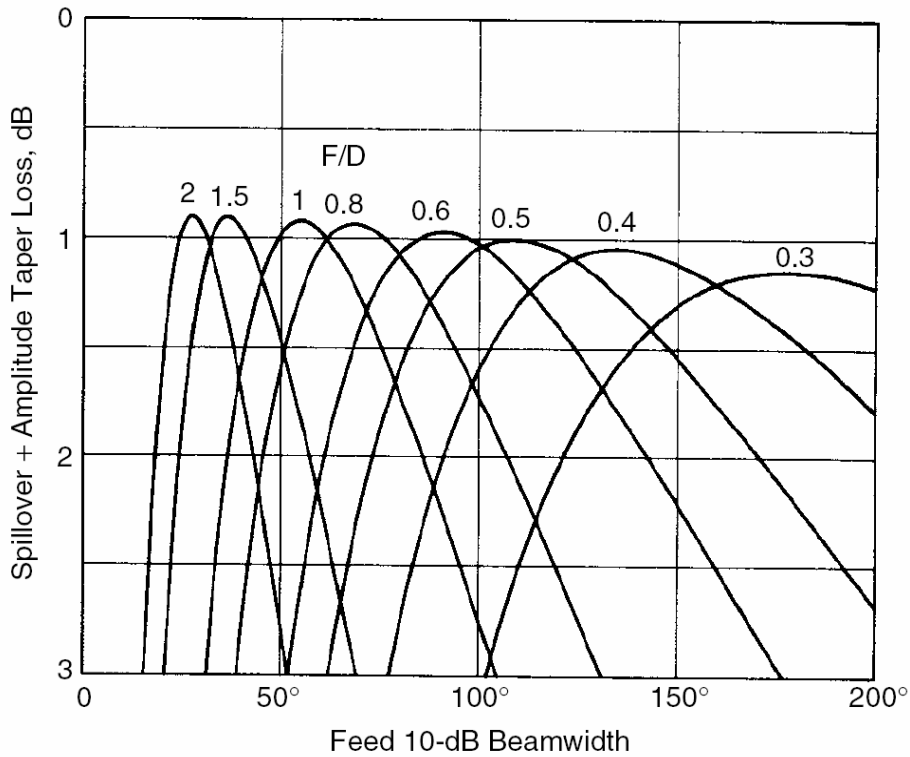
از طرفی دیگر، اگر $g(\theta, \varphi) = K$ ثابت بوده، یعنی تغذیه کننده ایزوتروپیک باشد، رابطه

$$P(\theta, \varphi) = K \frac{\cos^4(\theta/2)}{f^2}$$

نشان دهنده توزیع میدان روی پنجره خواهد بود. در این حال میدان در وسط پنجره قوی تر از اطراف آن است، و این بمعنی غیر یکنواخت بودن میدان روی پنجره و در نتیجه لوب های فرعی کم و کوچک، ولی عرض لوب اصلی بیشتر است. در اثر تشعشع از خود تغذیه کننده، آن قسمت که تشعشع به رفلکتور بر خورد نمیکند، لوبهای سرریز (*Spill-over*) را ایجاد میکند. این سرریز باعث از دست رفتن قسمتی از قدرت شده و گین آنتن کاهش مییابد. ضریب بهره سرریز بصورت زیر تعریف میشود

$$\eta_s = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\psi/2} g(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi g(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}$$

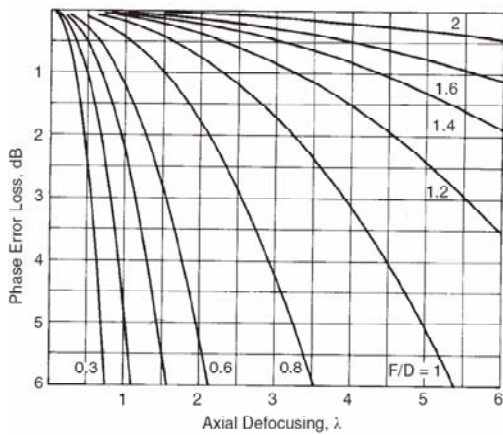
کاهش تدریجی توزیع میدان، عدم ثابت بودن فاز روی پنجره، و هم چنین وجود پلاریزاسیون متعامد نیز بهره آنتن را کاهش خواهد داد. معمولاً فیدها طوری انتخاب میشوند که لوب آنها در لبه آنتن حدود ۱۰ دسی بل از لوب اصلی فید ضعیف تر باشد. در شکل زیر مجموعه افت در اثر سرریز و تغییرات دامنه روی پنجره (بخاطر انتشار کروی موج) برای عرض لوب ۱۰ دسی بل فیدها، برای f/d های مختلف نشان داده شده است [۲۲].



Sum of spillover and amplitude taper losses versus feed 10-dB beamwidth.

شکل ۱۱-۲۵

انحراف فید از کانون و هم چنین آستیگمات بودن رفلکتور (تفاوت مرکز فاز در صفحات) باعث افت هائی میشود، که در شکلهای زیر نشان داده شده است.



Paraboloidal reflector phase error loss due to axial defocusing of the feed.

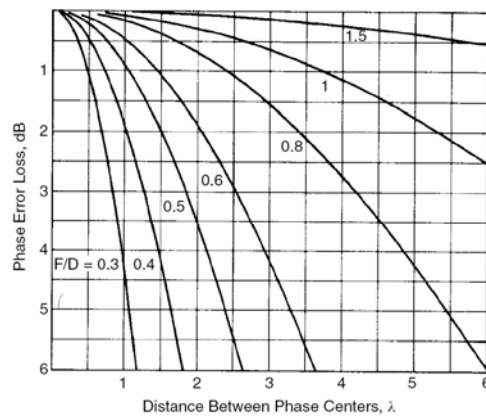


FIGURE 8-4 Paraboloidal reflector phase error loss due to feed astigmatism.

شکل ۱۱-۲۶

انحراف محدود فید از کانون باعث تغییراتی در خصوصیت آنتن، از قبیل افت در گین و بالا رفتن سطح لوبهای فرعی میشود که در شکل زیر آمده است

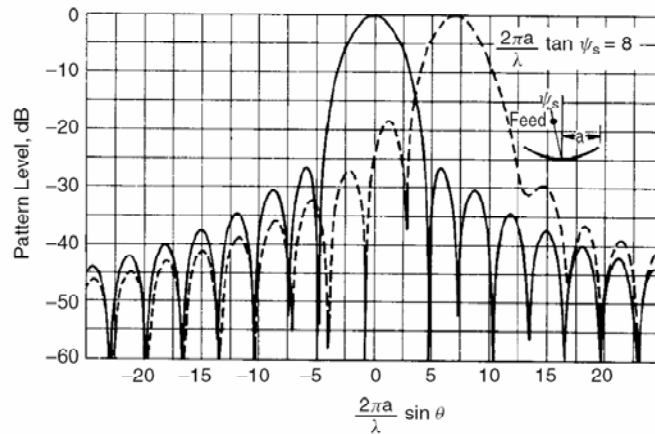


FIGURE 8-5 Feed-scanned paraboloidal reflector $f/D = 0.5$ and feed beamwidth $= 60^\circ$.

شکل ۱۱-۲۷

ناصافی سطح رفلکتور نیز باعث ایجاد افت خواهد شد. وجود رفلکتور جلوی فید نیز باعث کاهش تطبیق فید میشود. در انتخاب فید آنتن باید گین بیشتر و یا لوب فرعی کمتر را در نظر گرفت. برای گین بیشتر، دامنه لوب آنتن در لبه آنتن باید ۱۰ دسی بل ضعیف تر باشد. و برای لوب فرعی کمتر باید این مقدار ۲۰ دسی بل در نظر گرفته شود.

۱۱-۸-۱۱ روش های تحلیل رفلکتور پارابولوئید

دو روش برای تحلیل این رفلکتور ها بکار میرود. در روش توزیع پنجره (*Aperture – distribution*)، میدان منعکس شده از سطح پارابولوئید ، در صفحه ای عمود بر محور رفلکتور ، مثلا در محل کانون ، با استفاده از نورهندسی ، تعیین شده و سپس میدانهای تولید شده توسط منابع ثانویه این پنجره، محاسبه میشوند. در روش توزیع جریان (*Current – distribution*) از نور فیزیکی استفاده میشود. یعنی با استفاده از نور هندسی ، میدان های فیدر روی سطح رفلکتور تعیین و سپس جریان های سطحی بر اساس نور فیزیکی مشخص و آنگاه میدانهای تشعشعی این جریان ها محاسبه میشود. در هر دو حالت فرض آن است که جریان در پشت صفحه صفر بوده ، از ناپیوستگی جریان در لبه رفلکتور صرف نظر شده ، و تشعشع مستقیم فیدر و سایه آن و سایه پایه های نگهدارنده در نظر گرفته نشده است.

تقریب های بالا جواب دقیقی را برای لوب اصلی و لوب های مجاور و نزدیک آن میدهد . ولی برای حل دقیق تر در همه جهات، بخصوص پشت آنتن ، باید تفرق لبه آنتن نیز با روش *GTD* در نظر گرفته شود.

۱۱-۸-۱۱-۱ روش توزیع پنجره [۱]

فرض میکنیم که از یک تغذیه کننده موجبری ، با ابعاد a', b' و مود TE_{10} بصورت $E_y = E_0 \cos(\pi x/a')$ استفاده شده باشد. تشعشع این فیدر ، همان طور که قبلا بررسی کردیم بصورت زیر است.

$$E_i = \frac{j\beta e^{-j\beta r}}{2\pi r} f_y [\sin(\varphi) \hat{\theta} + \cos(\varphi) \cos(\theta) \hat{\varphi}]$$

$$f_y = \frac{a'b'E_0}{4} \left[\frac{\sin(v)}{v} \frac{\cos(u)}{(\pi/2)^2 - u^2} \right]$$

$$v = \beta b' / 2 \sin(\varphi) \sin(\theta)$$

$$u = \beta a' / 2 \cos(\varphi) \sin(\theta)$$

این میدانی است که به سطح رفلکتور می تابد.

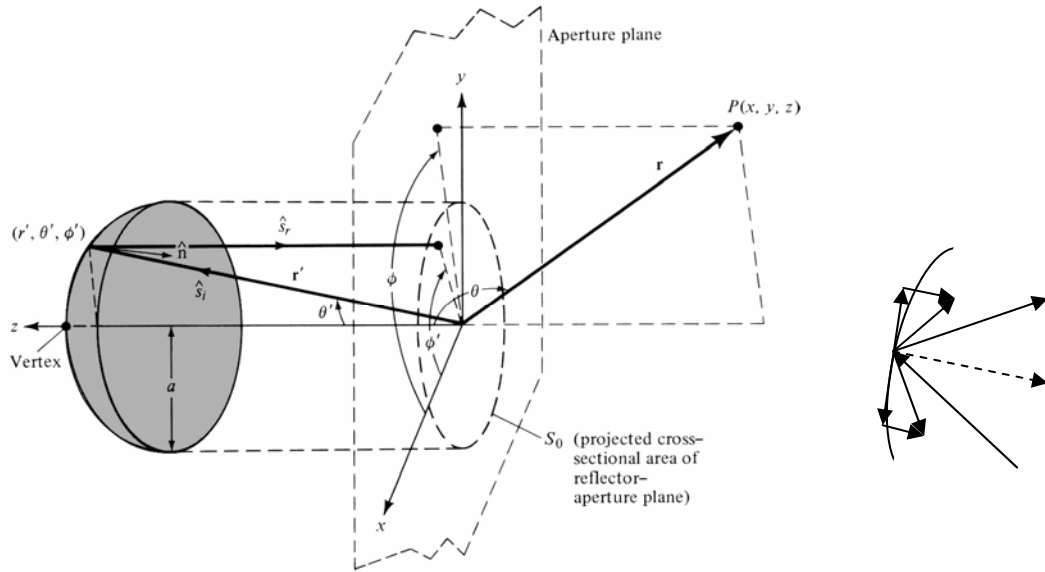


Figure 15.12 Three-dimensional geometry of a paraboloidal reflector system.

شکل ۱۱-۲۸

میدانیم که بردار یکه عمود بر سطح رفلکتور به شکل زیر است

$$\hat{n} = -\hat{r} \cos(\theta/2) + \hat{\theta} \sin(\theta/2)$$

روی سطح رفلکتور ، باید میدان الکتریکی مماسی کل ، برابر با صفر باشد ، یعنی:

$$\hat{n} \times (E_i + E_r) = 0$$

$$\hat{n} \times E_i = -\hat{n} \times E_r$$

ضمناً مولفه عمودی میدان الکتریکی در موج تابش و منعکس با هم برابرند ، زیرا در نور هندسی میدان کل بر اشعه عمود است ، بنابراین

$$\hat{n} \cdot E_i = \hat{n} \cdot E_r$$

اما روی سطح ، مولفه مماسی برابر با میدان کل منهای مولفه عمودی است. پس روابط بالا را میتوان بصورت زیر باز نویسی کرد:

$$E_r - (\hat{n} \cdot E_r) \hat{n} = -E_i + (\hat{n} \cdot E_i) \hat{n}$$

سمت راست و چپ رابطه بالا ، مولفه های مماسی میدان های تابشی و انعکاسی روی سطح هستند. با استفاده از رابطه مولفه های عمودی در رابطه بالا میتوان نوشت:

$$E_r = -E_i + 2(\hat{n} \cdot E_i) \hat{n}$$

بکمک این رابطه ، میدان منعکس شده از سطح رفلکتور برابر است با

$$E_r = \frac{j\beta e^{-j\beta r}}{2\pi r} f_y \{2 \sin(\varphi) \sin(\theta/2) [\hat{\theta} \sin(\theta/2) - \hat{r} \cos(\theta/2)] - [\hat{\theta} \sin(\varphi) + \hat{\varphi} \cos(\varphi) \cos(\theta)]\}$$

با استفاده از روابط زیر

$$2 \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) = \sin(\theta)$$

$$2 \sin^2(\theta/2) = 1 - \cos(\theta)$$

$$\hat{y} = [\hat{r} \sin(\theta) + \hat{\theta} \cos(\theta)] \sin(\varphi)$$

میدان منعکس شده بصورت زیر در میآید:

$$E_r = \frac{j\beta e^{-j\beta r}}{2\pi r} f_y [\hat{y} + \hat{\varphi} \cos(\varphi) \cos(\theta)]$$

روی سطح رفلکتور روابط زیر بر اساس معادله سطح ، بر قرار است:

$$\cos(\theta)/r = \frac{\cos(\theta)[1 + \cos(\theta)]}{2f} = \frac{4f(4f^2 - \rho^2)}{4f^2 + \rho^2}$$

$$\rho = r \sin(\theta)$$

به این ترتیب میتوان میدان منعکس شده را بصورت تابعی از ρ نوشت:

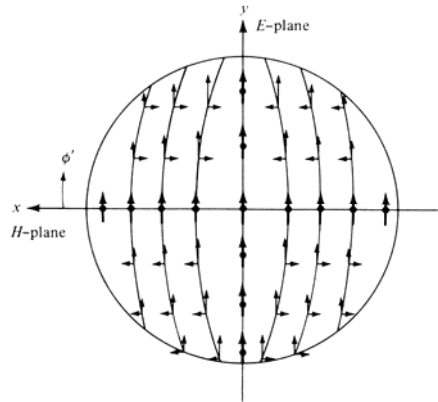
$$E_r = \frac{-j\beta e^{-j\beta r}}{\pi} 2ff_y \frac{(4f^2 + \rho^2) \hat{y} + (4f^2 - \rho^2) \cos(\varphi) \hat{\varphi}}{(4f^2 + \rho^2)^2}$$

اگر مقدار $r = 2f$ باشد ، مقدار میدان در صفحه عمود بر محور پارابولویید در کانون آن بدست میآید، چون در نور هندسی فرض آن است که در انعکاس از سطح رفلکتور ، موج بصورت صفحه ای در خواهد آمد. چون فاز موج انعکاسی ، بعلت یکنواخت بودن (راه طی شده مساوی از کانون تا صفحه مورد نظر) ، موثر نیست ، بنابراین میتوان میدان روی سطح پنجره را ، با تبدیل مولفه ها به y, x ، بصورت زیر نوشت:

$$E_a = \frac{\beta f a' b' E_0}{2} \left[\frac{\sin(v)}{v} \frac{\cos(u)}{(\pi/2)^2 - u^2} \right] \times$$

$$\frac{[2(4f^2 + \rho^2) + (4f^2 - \rho^2)(1 + \cos(2\varphi))] \hat{y} - (4f^2 - \rho^2) \sin(2\varphi) \hat{x}}{2(4f^2 + \rho^2)^2}$$

مولفه x در عبارت بالا ، ایجاد کننده پلاریزاسیون متعامد است. البته همان طور که در شکل زیر دیده میشود، چون این مولفه ها ضد متقارن (*Antisymmetric*) هستند، در امتداد محور z ، مولفه متعامد صفر است ولی در سایر جهت ها میتواند مقدار داشته باشد. پلاریزاسیون متعامد ضمناً افت گین نیز ایجاد خواهد کرد.



شکل ۱۱-۲۹

میدان مغناطیسی روی سطح پنجره نیر ، با فرض اصلی بودن میدان دور در فیدر ، بصورت $H_a = E_a / \eta$ مشخص میشود. با معلوم شدن میدان های روی سطح پنجره، میتوان جریان های سطحی را تعیین کرد:

$$J_s = \hat{n} \times H_a = -\hat{z} \times (x E_{ay} / \eta - y E_{ax} / \eta) = -x E_{ax} / \eta - y E_{ay} / \eta$$

$$M_s = -\hat{n} \times E_a = \hat{z} \times (x E_{ax} + y E_{ay}) = -x E_{ay} + y E_{ax}$$

با مشخص شدن جریان های روی سطح ، میدانهای تشعشی آنتن محاسبه میشود.

۱۱-۸-۲- روش توزیع جریان سطح رفلکتور [۱]

در این روش ابتدا با استفاده از نور هندسی ، میدان مغناطیسی مماسی فیدر روی سطح رفلکتور تعیین شده و سپس جریان سطحی، با استفاده از نور فیزیکی، برابر با $J_s = 2\hat{n} \times H_f$ (میدان مغناطیسی فیدر روی قسمت جلوی رفلکتور) در نظر گرفته شده و تشعشع از آن محاسبه میشود. در این مثال از فیدر موجبری دایروی استفاده شده است. میتوان نشان داد که برای فیدر با موجبر دایروی و مودهای TE_{1m}, TM_{1m} و یا ترکیبی از آن ها ، میدان تشعشی بصورت

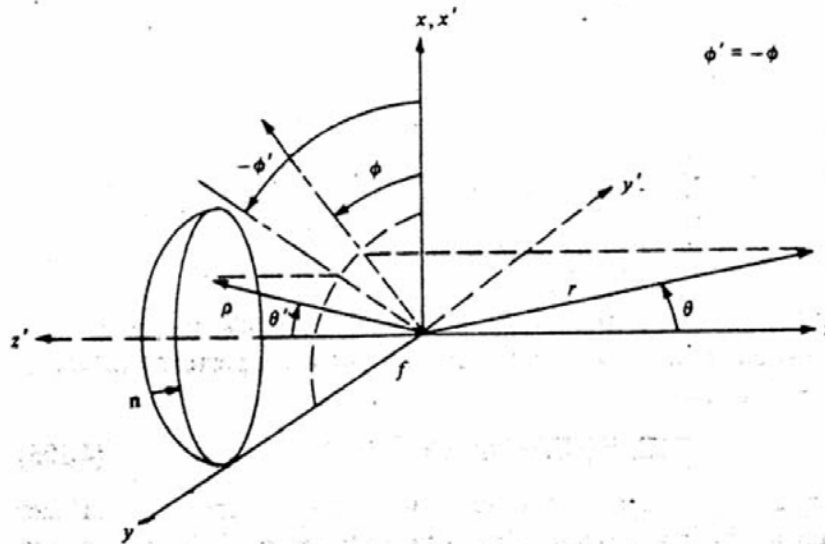
$$E_f(\theta', \phi', r') = \frac{e^{-jk_0 r'}}{\rho} [e_r(\theta') \sin \phi' a_\phi + e_\phi(\theta') \cos \phi' a_r]$$

است، که $e_\theta(\theta'), e_\phi(\theta')$ بستگی به نوع فیدر و روش تحریک آن داشته و محورهای مختصات برای فیدر و رفلکتور متفاوت و بشکل زیر است .

در مختصات مستطیلی میتوان میدان را بصورت زیر نوشت

$$E_f = \frac{e^{-jk_0 \rho}}{\rho} [a_x (e_\theta \cos \theta \cos \phi \sin \phi - e_\phi \sin \phi \cos \phi) + a_y (e_\theta \cos \theta \sin^2 \phi + e_\phi \cos^2 \phi) - a_z e_\theta \sin \theta \sin \phi]$$

حال فرض میکنیم که در $\theta = 0$ پلاریزاسیون موج در جهت y باشد . بنابراین در این زاویه $e_\phi = e_\theta$ است زیرا به ازای این زاویه ، مولفه های x, z در میدان بالا صفر میشود.



شکل ۱۱-۳۰

در صفحه $\varphi = 0$ یا صفحه H ، میدان فیدر برابر با $\hat{y}e_{\varphi} = \hat{\varphi}e_{\theta}$ بوده و در صورتی که در صفحه $\varphi = \pi/2$ یا صفحه E متناسب با $e_{\theta} \hat{\theta} = \hat{y}e_{\theta} \cos(\theta) - \hat{z}e_{\theta} \sin(\theta)$ است. اگر $e_{\varphi}(\theta) = e_{\theta}(\theta)$ باشد، میدان در هر دو صفحه به ازای همه مقادیر θ یکسان خواهد بود. و بنابراین پلاریزاسیون متعامد در همه جهت صفر است. اما میدان تابشی مغناطیسی به سطح رفلکتور برابر است با

$$H_f = 1/\eta \hat{\rho} \times E_f$$

با توجه به معادله سطح پارابولوئید که بصورت $\rho = \frac{2f}{1 + \cos(\theta')}$ است، با استفاده از روش نور فیزیکی، جریان سطحی جلوی رفلکتور برابر است با

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_s &= 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_f = 2Y_0 \mathbf{n} \times (\mathbf{a}_{\rho} \times \mathbf{E}_f) \\ &= \frac{2e^{-jk_0 \rho}}{Z_0 \rho} \left[\cos \frac{\theta'}{2} (e_{\theta'} \sin \phi' \mathbf{a}_{\rho} + e_{\phi'} \cos \phi' \mathbf{a}_{\rho}) \right. \\ &\quad \left. + \sin \frac{\theta'}{2} e_{\theta'} \sin \phi' \mathbf{a}_{\rho} \right] \end{aligned}$$

که در رابطه بالا $\hat{n} = -\hat{\rho} \cos(\theta/2) + \hat{\theta} \sin(\theta/2)$ استفاده شده است. میدان های تشعشی این جریان از رابطه

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{-jk_0 Z_0}{4\pi r} e^{-jk_0 r} \int_S [\mathbf{J}(\mathbf{r}') - \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') \mathbf{a}_r] e^{jk_0 \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{r}'} dS$$

به دست میآید. مولفه شعاعی در رابطه بالا حذف شده است. اگر جریان سطحی مذکور را در معادله بالا قرار داده و نسبت به φ' انتگرال بگیریم خواهیم داشت:

$$\mathbf{E}(r) = \frac{jk_0 f e^{-jk_0 r}}{r} \int_0^{\theta_0} \left[(e_{\theta'} + e_{\phi'}) J_0(v_1) (a_{\theta} \cos \theta \sin \phi + a_{\phi} \cos \phi) - (e_{\theta'} - e_{\phi'}) J_2(v_1) (a_{\theta} \cos \theta \sin \phi - a_{\phi} \cos \phi) - 2j J_1(v_1) e_{\theta} \sin \theta \sin \phi \tan \frac{\theta'}{2} a_{\phi} \right] \left(e^{-jv_2 \tan \frac{\theta'}{2}} \right) d\theta'$$

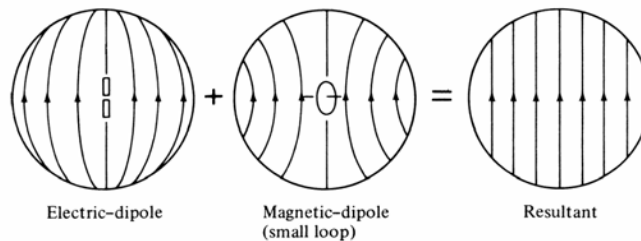
که در آن

$$v_1 = 2k_0 f \sin \theta \tan \frac{\theta'}{2}$$

$$v_2 = 2k_0 f \frac{1 + \cos \theta \cos \theta'}{1 + \cos \theta'}$$

J_n = Bessel function of order n

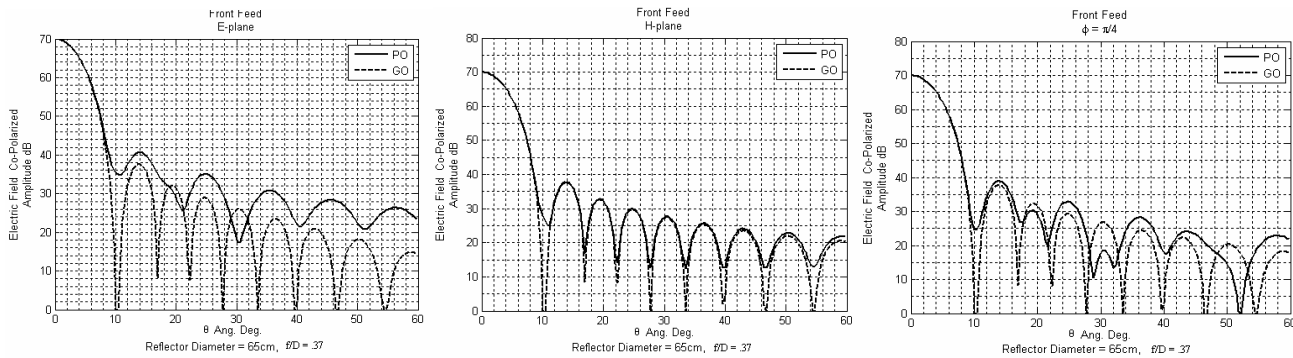
است. اگر از روش توزیع پنجره برای فید مذکور استفاده شود، معادلات به دست آمده توافقی زیادی با این روش خواهد داشت. اگر $e_{\theta}(\theta) = e_{\phi}(\theta)$ باشد، پلاریزاسیون متعامد بهر حال کاهش خواهد یافت. برای این کار سعی میشود که فیدر با TE_{1m}, TM_{1m} با نسبت مناسب تغذیه شود تا شرط بالا حاصل شود.



شکل ۱۱-۳۱ الف

روش های دو گانه بالا، جواب های یکسان برای میدان متعامد بدست نمی دهند. و معمولا برای میدان های متعامد، روش جریان القائی قابل قبول تر است. برای رفلکتوری با قطر بیش از ۲۰ برابر طول موج، در زاویه کمتر از ۱۰ درجه، پلاریزاسیون متعامد حداقل 36dB ضعیف تر است.

در شکل های زیر، پرتو یک آنتن بشقابی که از دو روش توزیع جریان و توزیع پنجره حساب شده است را مشاهده میکنید [پ-۴۵].



شکل ۱۱-۳۱ ب

در شکل زیر پرتو یک آنتن با قطر ۱٫۲۲ متری را که با اندازه گیری مقایسه شده ، در فرکانس ۲۸٫۵۶ گیگا هرتز می

بینید.

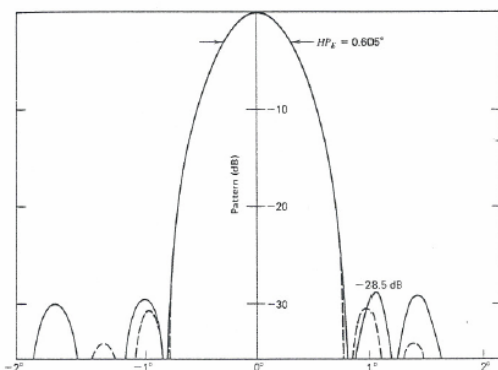
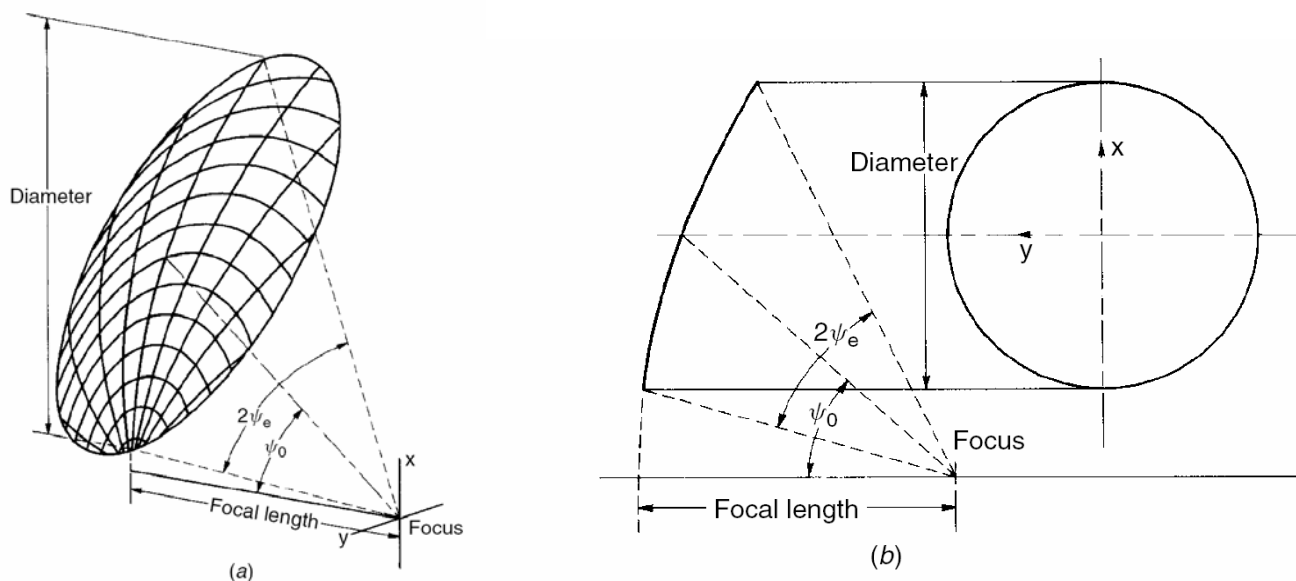


Figure 8-24 Measured (solid) and computed (dashed) E-plane patterns for the 1.22 m diameter prime-focus parabolic reflector antenna at 28.56 GHz (Example 8-8).

شکل ۱۱-۳۲

۱۱-۱۱- رفلکتور پارابولوییدی با تغذیه کننده آفست (جابجا) [۱،۳،۶]

در عمل رفلکتورهای پارابولوییدی متقارن، بخاطر قرار گرفتن فیدر و پایه های نگهدارنده آن، در روبروی بشقاب، پلاریزاسیون متعامد و نسبت لوب اصلی به فرعی خوبی ندارند. به این دلیل از رفلکتورهای آفست استفاده میشود.



شکل ۱۱-۳۳

روش تحلیل مشابه آنتن پارابولویید است ، و برای تعیین میدان روی پنجره و یا جریان روی سطح، از نور هندسی استفاده میشود ، که جزئیات در مراجع مختلف آمده است.

در شکل زیر پرتو و پرتو متعامد یک آنتن آفست را ، که فید آن دارای پلاریزاسیون خطی است، مشاهده میکنید

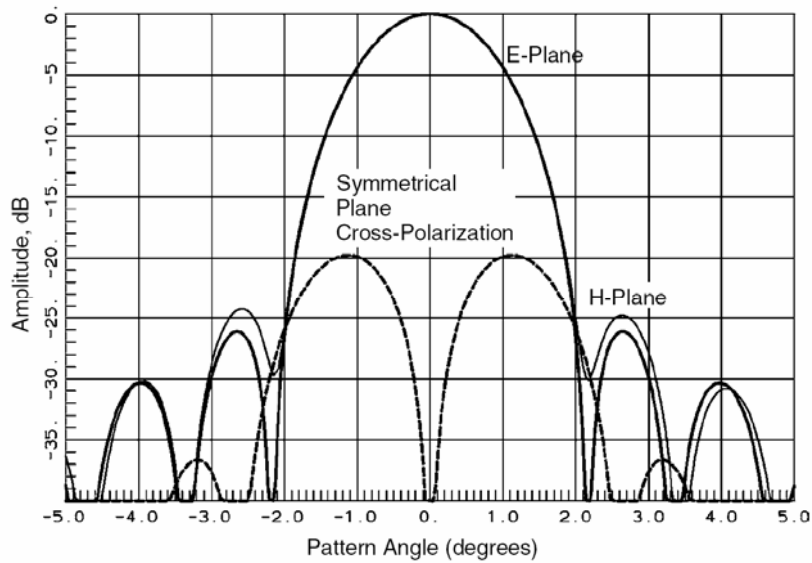


FIGURE 8-9 Pattern of an offset-fed reflector with linearly polarized feed.

شکل ۱۱-۳۴

۱۱-۱۲- آنتن های دو رفلکتوری (Dual-reflector-antennas) [۱,۳,۶]

در رفلکتور های پارابولیک ، که فیدر در کانون قرار گرفته است ، کنترل تغییرات (*tapering*) روی میدان پنجره ، وابسته به فاصله کانونی است.

استفاده از دو رفلکتور ، مانند آنتن های کاسگرین ، بعلاوه اینکه از دو سطح انعکاسی استفاده میشود، امکان بیشتری را برای کنترل توزیع میدان پنجره میدهد، در حالی که فاز میدان همچنان ثابت است.

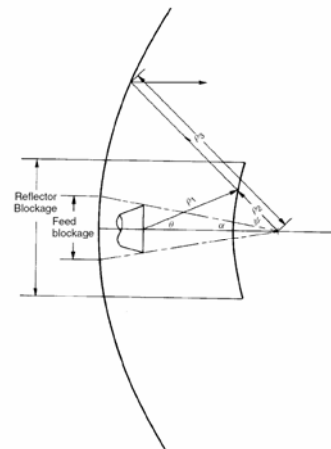
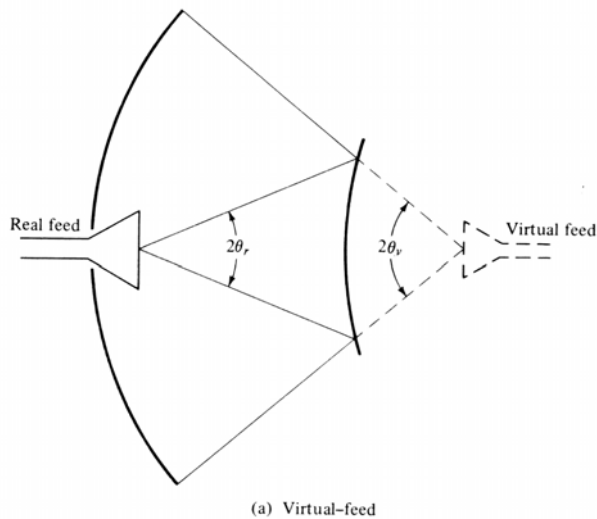


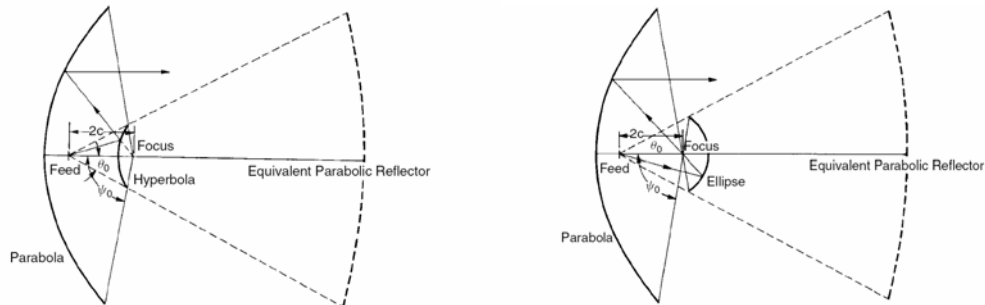
FIGURE 8-15 Cassegrain central blockage.

شکل ۱۱-۳۵

برای رفلکتورهای فرعی ، از سطوح بیضوی و یا هذلولوی (*Hyperboloidal*) ، که دارای دو کانون هستند استفاده میشود، و اثر تغییر فاصله کانونی رفلکتور را دارد. در این نوع آنتن ها، فیدر و رفلکتور فرعی روی رفلکتور اصلی، سایه (*Blockage*) ایجاد میکنند که باید در طراحی و تحلیل در نظر گرفته شود.

میتوان نشان داد که فاصله کانونی موثر آنتن پارابولیک با رفلکتورهای فرعی هذلولی مورب افزایش می یابد. در صورتی که هذلولی مقعر باعث کاهش فاصله کانونی، و بنابراین ایجاد تغییرات بیشتر میدان روی پنجره میشود، که معمولا مورد استفاده قرار میگیرد.

همین طور فاصله کانونی موثر برای آنتن با رفلکتور فرعی بیضوی، که به رفلکتور گرگوریان معروف است، در صورتی که از کانون نزدیکتر به رفلکتور اصلی، استفاده شود، افزایش یافته و برای کانون دورتر، کاهش می یابد. در شکل زیر آنتن کاسگرین و گرگوریان مقایسه شده است.



شکل ۱۱-۳۶

در جدول زیر مقدار افت در اثر سایه و تفرق رفلکتور فرعی بر حسب ابعاد رفلکتور آمده است.

TABLE 8-5 Subreflector Diameter Trade-off

Diameter (λ)	Blockage (dB)	Diffraction Loss (dB)	Sum (dB)
11.6	0.14	0.57	0.71
14.0	0.20	0.48	0.68
16.0	0.26	0.43	0.69
18.0	0.33	0.40	0.73

آنتن های با رفلکتور فرعی را نیز میتوان مطابق شکل بصورت آفست ساخت تا از سایه آن روی رفلکتور اصلی جلوگیری شود. علاوه بر این میتوان شکل رفلکتورها را طوری تغییر داد که توزیع میدان یکنواخت تر شده و بهره افزایش یابد. معمولا با تغییرات در شکل رفلکتور فرعی تنظیم دامنه انجام شده، و، با تغییر شکل در رفلکتور اصلی، تنظیم فاز انجام میشود.

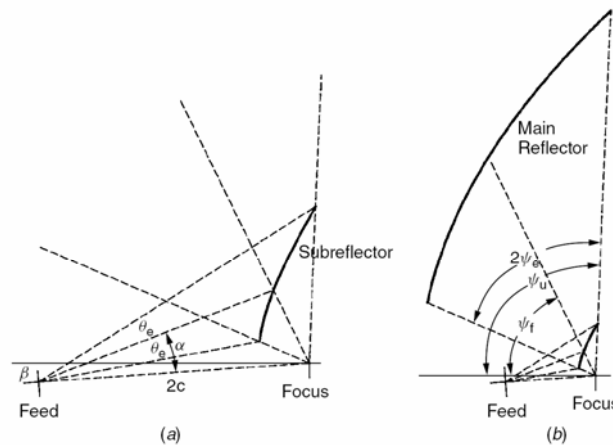


FIGURE 8-18 Dual offset-fed Cassegrain reflector, including Mizugutch feed axis tilt: (a) feed and subreflector geometry; (b) dual reflector.

شکل ۱۱-۳۷

یکی دیگر از انواع آنتن های رفلکتور دار ، آنتن رفلکتور بوقی است که از یک بوق مستطیلی و یا مخروطی متصل به موجبر به همان شکل ، به همراه یک رفلکتور پارابولوییدی افست تشکیل شده است. پلاریزاسیون متعامد این نوع آنتن از آنتن آفست معمولی کمتر است. در شکل زیر پرتو این آنتن نیز نشان داده شده است.

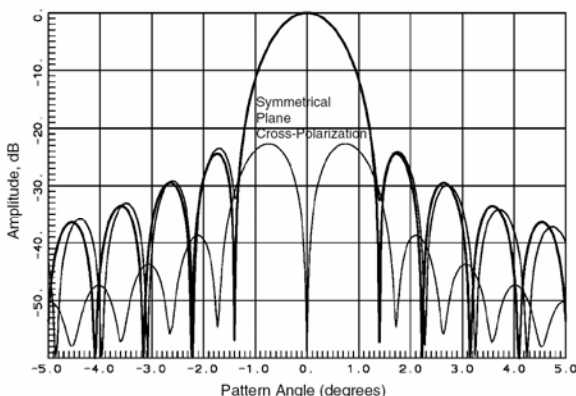
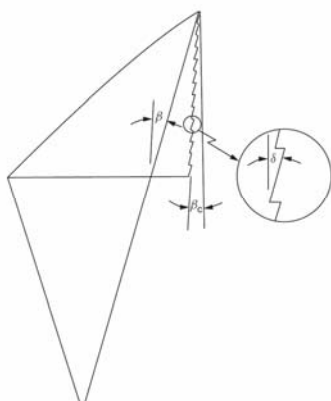


FIGURE 8-21 Pattern of a 3-m horn reflector at 6 GHz.

شکل ۱۱-۳۸

۱۱-۱۳- رفلکتور کروی (Spherical reflector) [۴,۲۲]

در رفلکتورهای پارابولوییدی ، برای تغییر جهت لوب آنتن باید آن را چرخاند و نمیتوان با تغییر محل فیدر، چرخش زیادی در لوب ایجاد کرد . برای این کار از رفلکتورهای کروی استفاده میشود.

میتوان نشان داد که اگر پرتو فیدر خیلی باریک باشد ، یک رفلکتور کروی ، در یک زاویه کوچک دید رفلکتور، بصورت یک پارابولویید ، با فاصله کانونی نصف شعاع کره عمل میکند. این موضوع در بحث محاسبه سطح مقطع راداری برای کره با شعاع خیلی بزرگ بررسی شد. به این ترتیب میتوان با تغییر محل تغذیه کننده ، پرتو آن را چرخاند. البته باید دانست که معمولاً فقط از ۱۰ درصد سطح پنجره استفاده شده و بنابراین گین بسیار کم است. در این رفلکتورها ، برای تمامی سطح یک کانون وجود نداشته و کانون برای قسمت های مختلف سطح بین راس رفلکتور و وسط راس و مرکز کره توزیع میشود. بنابراین میتوان با طرح تغذیه کننده های مناسب و متعدد، که هر کدام در محل مناسب کانونی قرار گرفته و قسمت مشخص از سطح مربوط به آن کانون را می پوشانند، این سطح را افزایش داده و گین را بهبود بخشید.

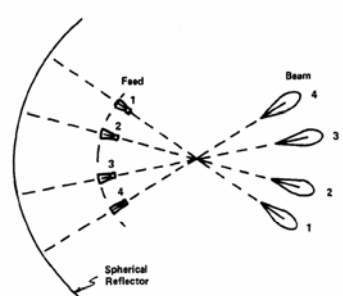
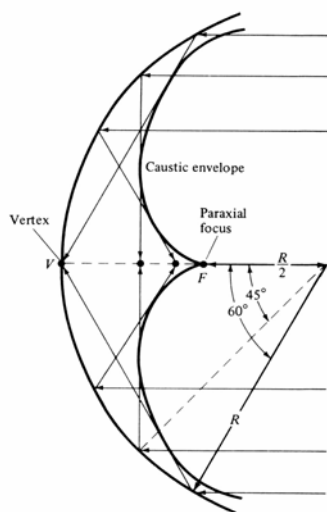
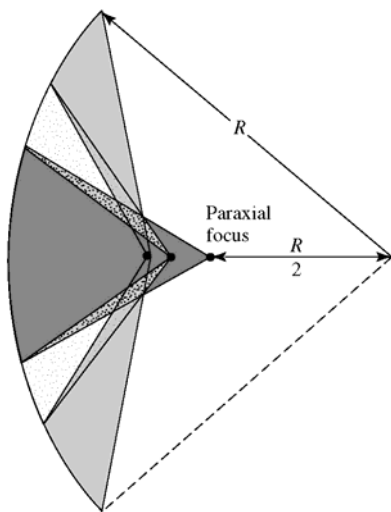


FIG. 38-8 Conventional spherical multibeam antenna using extended reflector and multiple feeds.

شکل ۱۱-۳۹

بزرگترین آنتن با رفلکتور کروی جهان با قطر ۳۰۵ متر در آرسیبو (Arecibo) در پورتوریکو، در زمینی به مساحت ۲۰هکتار قرار دارد. سطح رفلکتور از ۴۰۰۰۰ قطعه آلومینیومی به ابعاد ۳*۶ فوت پوشیده شده است. تغذیه کننده ها موجبر شیاری هستند که میتوانند تا ۲۰٪ نسبت به محور عمود بر سطح زمین بچرخند. در ۴۳۰ مگاهرتز بهره ۵۳٪ بهره برای پنجره بوده و لوب فرعی ۱۶ دسی بل از لوب اصلی کوچکتر است. فرکانس کار از ۵۰ مگاهرتز تا ۱۰ گیگاهرتز است. برای مطالعات ایونوسفریک، رادار پالسی با ۲٫۵ مگاوات قدرت در فرکانس ۴۳۰ مگاهرتز بکار میرود.

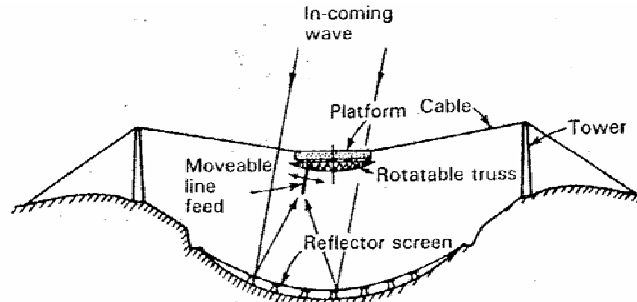


Figure 12-47 Elevation cross section of 305-m diameter fixed spherical reflector suspended in mountain valley at Arecibo, Puerto Rico.

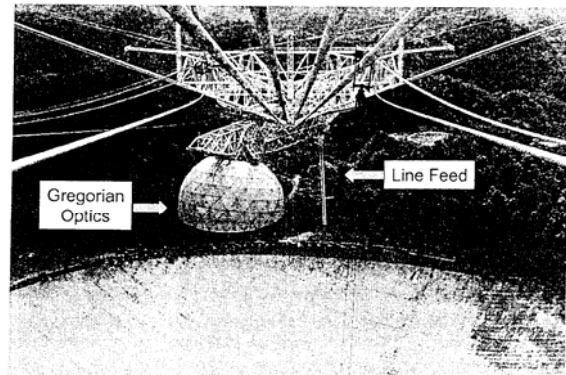


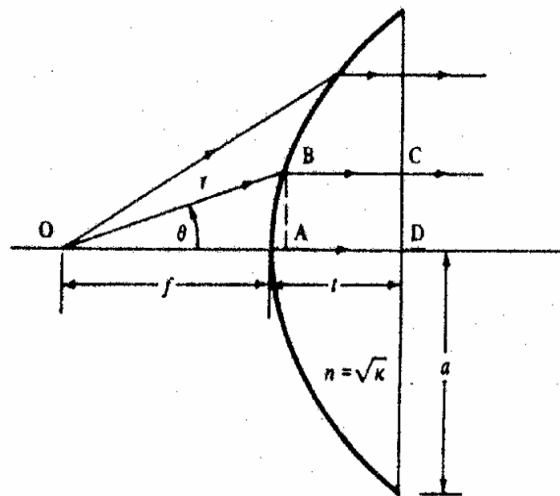
Figure 5.51 Arecibo feed system.

شکل ۱۱-۴۰

۱۱-۱۴- عدسی الکترومغناطیسی $E.M.-lenses$ [۱,۴,۶]

این آنتن ها معمولاً (بخاطر بزرگ شدن ابعاد و سنگین بودن) در فرکانس های بالای $3GHz$ بکار میروند و از محاسن آن ها ، عدم ایجاد سایه تغذیه کننده است. معایب آنها هم وزن زیاد و انعکاس اولیه از سطح است. در این عدسی ها، ضریب دی الکتریک نسبی K ، $(\epsilon = K\epsilon_0)$ و ضریب شکست $n = \sqrt{\epsilon}$ میتواند بزرگتر (عدسی دی الکتریکی) و یا کوچکتر از یک (مانند عدسی های فلزی) بوده و یا ضریب شکست متغیر (کره لونبرگ) باشد.

در شکل زیر یک عدسی با ضریب دی الکتریک نسبی K و ضریب شکست n دیده میشود. اگر منبع نقطه ای در O قرار گرفته و به فاصله f (فاصله کانونی) از سطح محدب قرار گرفته باشد ، میتوانیم معادله این سطح را ، بطوری که در سمت راست که یک سطح صاف است، سطح هم فاز جبهه موج باشد، به دست آورد.



شکل ۱۱-۴۱

ضریب انتشار در فضای آزاد $\beta_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ و در عایق عدسی $\beta_1 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon} = n\beta_0$ است. برای آن که فاز روی سطح صاف برای شعاع های OAD و OBC یکی باشد، باید

$$f + nt = r + nBC$$

اما $BC = AD$ است و بنابراین

$$f + n(r \cos(\theta)) - f = r$$

$$r = \frac{(n-1)f}{n[\cos(\theta) - 1]}$$

که این معادله یک هذلولی است. حد اکثر زاویه θ برابر با

$$n[\cos(\theta_m)] - 1 = 0$$

$$\theta_m = \cos^{-1}(1/n)$$

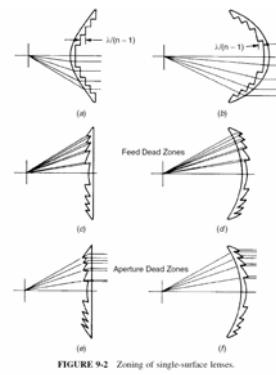
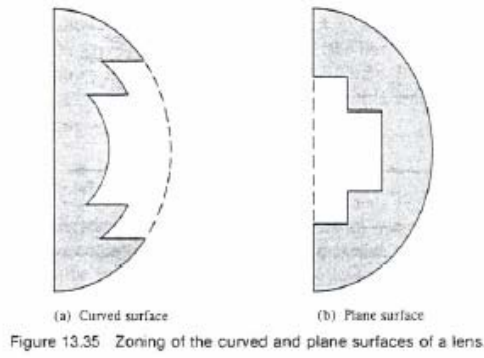
بوده و بنابراین قطر عدسی برابر با

$$2a = \frac{2(n-1)f \cos(\theta_m)}{n \cos(\theta_m) - 1}$$

است. برای تعیین تشعشع از عدسی باید میدان منبع قرارداده شده در کانون شناخته شود. ضمناً انعکاساتی از سطح محدب و انعکاسات متوالی در داخل عدسی نیز وجود دارد و این ها باعث عدم همفاز بودن میدان در روی سطح پنجره خواهد شد. برای جلوگیری از انعکاسات سطح صاف، کافی است یک لایه با ضریب انعکاس $n_1 = \sqrt{n}$ و ضخامت $\lambda_0/(4n_1)$ روی آن کشیده شود، تا به عنوان ترانسفورماتور $\lambda/4$ عمل کند. اما برای سطح محدب، ضریب انکسار و ضخامت، تابع زاویه تابش و پلاریزاسیون موج بوده و چون معمولاً هر دو مولفه θ, φ موجود است، تطبیق هردو پلاریزاسیون مطرح خواهد بود.

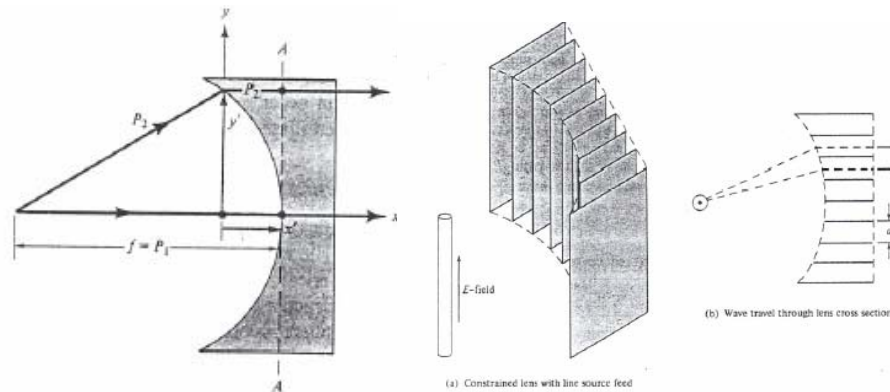
برای کاهش وزن، میتوان عدسی را پله ای ساخت، یعنی قسمت هائی با طول مسیر مضارب λ را حذف کرد. البته این کار باعث ایجاد سایه و تفرق از لبه ها و کاهش گین و بالا رفتن سطح لوب فرعی خواهد شد. شکل زیر انواع این نوع عدسی را نشان میدهد.

اگر ضریب شکست کوچکتر از ۱ باشد، یعنی سرعت فاز موج در عدسی بیشتر از فضای آزاد باشد، در این صورت



شکل ۱۱-۴۲

عدسی باید مقعر ساخته شود. ساخت این نوع عدسی ، با دی الکتریک های مصنوعی انجام میشود. برای این کار از صفحات فلزی استفاده میشود. این عدسی ها بر اساس این خصوصیت که سرعت فاز موج بیشتر از فضای آزاد است (مانند موجبر ها) کار میکنند، و به همین علت دارای باند فرکانس کمتری هستند. میتوان نشان داد که معادله منحنی این عدسی ها بیضوی است. شکل زیر یک نمونه از این نوع عدسی ساخته شده را نشان میدهد.



شکل ۱۱-۴۳

یک نوع دیگر از عدسی به شکل کره معروف به لونبرگ (Luneberg) ، که ضریب دی الکتریک آن نسبت به شعاع کره بصورت $n(r) = \sqrt{2 - (r/a)^2}$ متغیر است ، بطوری که اشعه ها بطور موازی خارج میشوند، نیز ساخته شده و هم بصورت

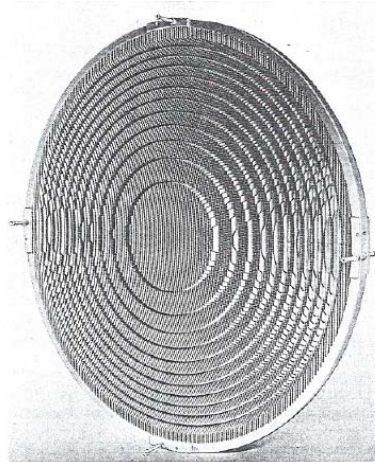
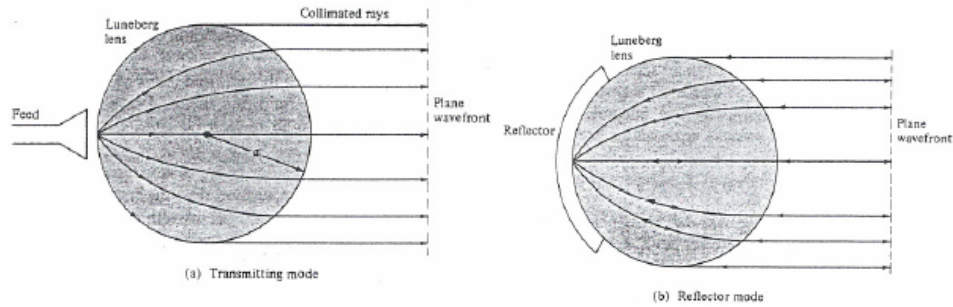


FIG. 16-9 An $F/D = 0.95$ zoned lens.

شکل ۱۱-۴۴

آنتن و هم بصورت منعکس کننده، بکار میرود. از محاسن این عدسی این است که برای تغییر اشعه، احتیاج به گرداندن کره نبوده و فقط کافیست که تغذیه کننده و یا رفلکتور پشت عدسی را تغییر داد [۲۲].



شکل ۱۱-۴۵

در شکل زیر پرتو این عدسی دیده میشود.

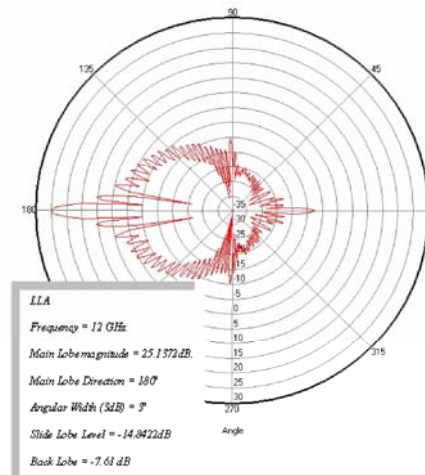


Fig. 10 The Radiation pattern of the LLA

شکل ۱۱-۴۶

در ساخت این عدسی ها، معمولا از کره های مختلف با ضریب دی الکتریک متفاوت استفاده میشود.



شکل ۱۱-۴۷

در شکل زیر تغییرات ناپیوسته ضریب دی الکتریک با حالت پیوسته مقایسه شده است.

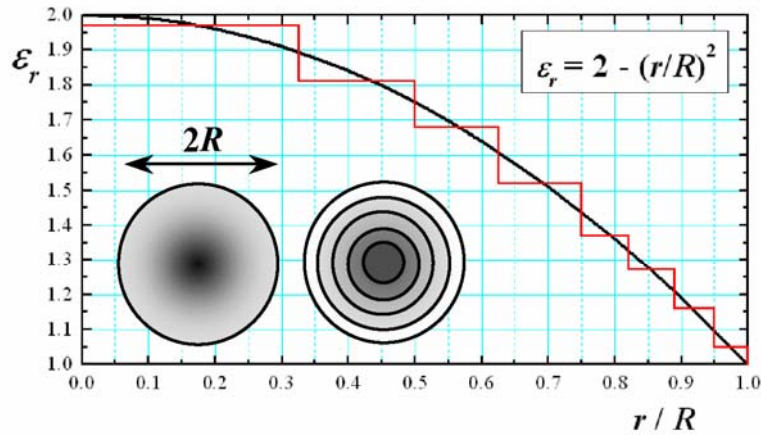


Fig. 1. The exact distribution of the dielectric constant into the Lüneburg lens (black line) and its step-recovery model (red)

شکل ۱۱-۴۸

۱۱-۱۵- پوشش آنتن ها -رادوم (Radome) [۸]

رادوم ها (RADAR - DOME که Dome بمعنی گنبد است) برای حفظ آنتن از شرایط زمینی، مانند خاک و شن و برف، و هوایی، مثل فشار هوا، و دریایی، مانند پاشیدن آب و برخورد موج و غیره بکار رفته و باید دارای ساختمان الکتریکی و مکانیکی مناسب باشند تا روی خصوصیات الکتریکی آنتن اثر نامطلوب نگذارند. معمولاً از دی الکتریک هائی با ضخامت کم و افت ناچیز (پلاستیک ها با $\epsilon \approx 2.5, \tan \delta = 0.006$ ، تا انواع فایبر گلاس ها با $\epsilon \approx 3.5, \tan \delta = 0.011$ و حتی سرامیکی) و شکل مناسب که انعکاس کمتری ایجاد کرده و از نظر ایروپدینامیکی نیز مناسب باشند، ساخته میشوند. انواع دیگر سرامیکی نیز کار برد دارند.

رادوم ها باعث انعکاس، انکسار و افت شده و بنابراین پرتو، گین، عرض لوب، نول ها و پلاریزاسیون را تغییر میدهند. معمولاً زاویه تابش به آنها از ۳۰ درجه بیشتر نمی شود.

روش ساده تحلیل، انعکاس و عبور مود TEM از لایه دی الکتریک صفحه ای مسطح است. ساختمان، جنس و شکل بستگی به کاربرد داشته و مثلاً در هواپیما و موشک ها، آثار دینامیکی و شوکها خیلی مهم است. هم چنین بخاطر سرعت بالا (حدود ۴۰۰ کیلومتر در ساعت) حرارت میتواند تا $2300^\circ F$ بالا برود. جذب آب باعث تغییر ضریب دی الکتریک شده و بنابراین یک لایه مناسب محافظ روی آن میدهند. همین طور روکش های ضد الکترواستاتیک برای حفاظت در مقابل برق آسمان بکار میرود.

بسته به نیاز، شکل های متفاوتی ساخته میشوند. معمولاً برای ایستگاه های رادار زمینی، کروی و برای هواپیما بصورت شبه مخروطی هستند. ساختمان جداره ممکن است یکپارچه (با ضخامت ۱/۱ طول موج برای مصارف معمولی، یا مضاربی از نصف طول موج برای کاربرد در سرعت های بالا)، چندلایه، با لایه مشبک فلزی برای مقاومت بالاتر و جلوگیری از برق آسمان، و شیار دار، و بادکنکی باشد.

۱۲- آنتن های باند فوق پهن [۲۳] (Ultra-Wide-Band (UWB) antennas)

آنتن های خود مکمل، دارای عرض باند امپدانسی زیاد بوده ولی درمورد پرتو، این گونه نیستند. آنتن دو مخروطی با طول بینهایت نیز، گرچه خود مکمل نیست، ولی دارای امپدانس ثابت است. جانسون وانگ، طبیعت هردو آنتن مستقل از فرکانس و خود مکمل را، موج متحرک میدانند. البته این موضوع برای انواع آنتن های باند فوق پهن، باید بررسی شود.

با پیشرفت سیستمهای مخابراتی باند فوق پهن، مطالعات برای آنتن هائی با مشخصه های سازگاری، از لحاظ کوچک بودن اندازه برای این سیستمها، ایزوتروپیک و یا تقریباً نقطه ای بودن پرتو، و هم چنین جواب خوب در حوزه زمان برای سیگنال ضربه ای در حالت فرستندگی و گیرندگی، آغاز شد. به این ترتیب، آنتن های لگپریودیک، دو مخروطی، و حلزونی، دارای این خصوصیات نیستند.

دو گروه از آنتن ها دارای خصوصیت مناسب هستند. یکی آنهائی که از دو مخروطی ایده گرفته ولی دارای شکل فشرده صفحه ای، مانند پایپونی، لوزی، دی پلهای دایروی و بیضوی هستند. و نوع دیگر آنتن های مونوپل با شکلهای دایروی، مستطیلی و یا چند ضلعی بوده و در مقایسه با آنتن های دی پل، احتیاج به بالون نیز ندارند. مونوپل های مغناطیسی نیز جواب خوبی را داشته اند.

بررسی های انجام شده نشان میدهد که علت خصوصیت باند فوق پهن این آنتن ها، در رزنانس کار کردن آنها و هم چنین تحریک مود های بالاتر است. تحلیل دقیق این خصوصیات و اینکه چرا در حوزه زمان نیز خوب کار میکنند، تحت بررسی است.

برای آشنائی با این آنتن ها، یک آنتن مونوپل با شکل دیسک دایروی، و با تحریک "موجبر هم صفحه (CPW)" با امپدانس ۵۰ اهم را، که خصوصیات چنین آنتن هائی را در تمام باند نشان میدهد، بررسی میکنیم.

۱۲-۱- آنتن مونوپل

در شکل (۱-۱۲) این آنتن نشان داده شده است. آنتن و صفحه زمین آن روی یک صفحه چاپ (فلزی) شده و ابعاد آن نشان داده شده اند. L و W ابعاد صفحه زمین آنتن هستند. ضخامت دی الکتریک ۱٫۶ میلیمتر و ضریب دی الکتریک نسبی آن ۳ است. $W_f = 4mm$ و $g = .33mm$ است تا امپدانس ۵۰ اهم باشد.

ساختار آنتن، با نرم افزار (CST) تحلیل شده و منحنی افت برگشتی آنتن و هم چنین امپدانس آن در شکل های (۱۲-۲) آمده است که مقدار افت برگشتی آن در باند فرکانسی ۲٫۶۴ تا ۱۵ گیگا هرتز کمتر از ۱۰ دسی بل است.

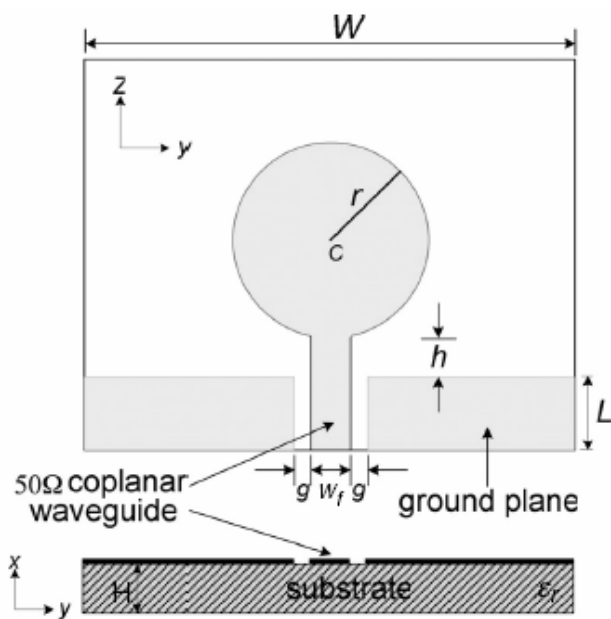


Figure 7.1 The geometry of the CPW-fed circular disc monopole

شکل ۱-۱۲

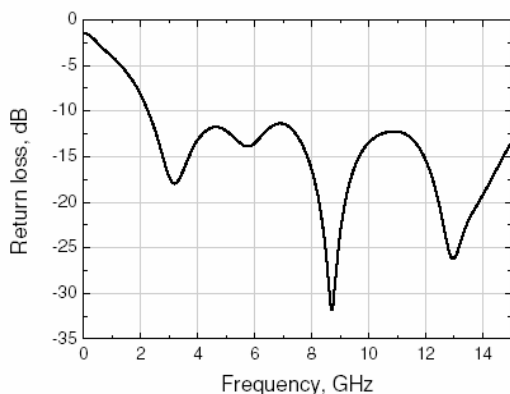


Figure 7.2 Simulated and measured return loss curve of the CPW-fed disc monopole with $r = 12.5$ mm, $W = 47$ mm and $h = 0.3$ mm

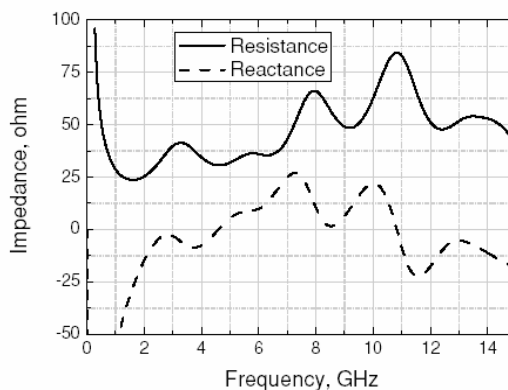


Figure 7.3 Simulated impedance curve of the CPW-fed disc monopole with $r = 12.5$ mm, $W = 47$ mm and $h = 0.3$ mm

شکل ۲-۱۲

این منحنی ها، نشان میدهند که در فرکانس های ۳ و ۵٫۶ و ۸٫۶ و ۱۲٫۸ گیگاهرتز ، رزونانس هائی وجود دارد. از بررسی توزیع جریان آنتن در شکل (۱۲-۳)، مشخص میشود که مود های مختلفی در فرکانس های متفاوت ، بوجود آمده است. بررسی پرتو این آنتن نیز نشان میدهد که در فرکانس پائین، پرتو مانند یک دی پل بوده و در فرکانس های بالاتر تغییراتی دارد.

برای درک بهتر علت عمل کرد آنتن ، میدان مغناطیسی مربوط به جریان در لبه نیمی از محیط دیسک (صفر در پائین تا ۳۱ میلیمتر در بالا) برای زمان های مختلف و در فرکانس های رزونانس، را در شکل (۱۲-۴)، بررسی میکنیم. شکل ها نشان میدهند که در اولین رزونانس، جریان در بیشتر قسمت های لبه ، ساکن خالص است و بنابراین آنتن مانند یک مونوپل کار میکند. در فرکانس های بالاتر جریان پیچیده تر شده و در لبه پائینی، متحرک و در لبه

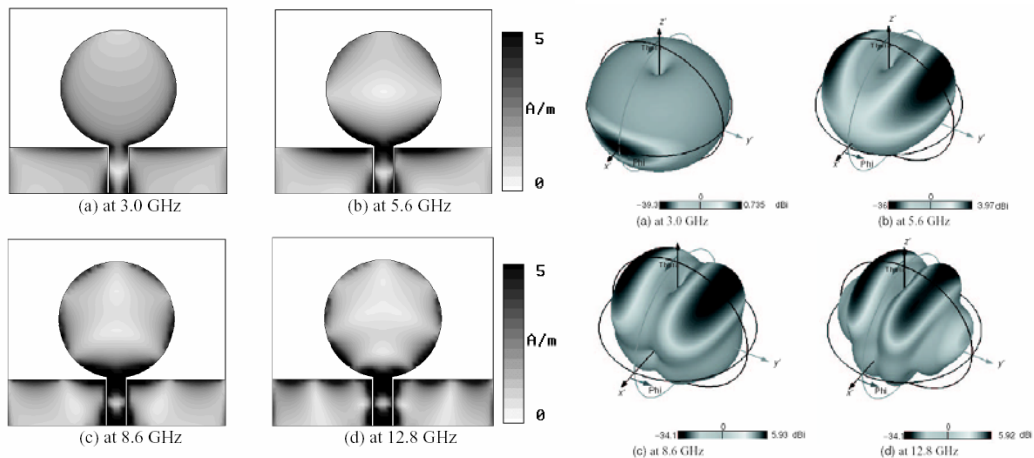


Figure 7.5 Simulated current distributions of the CPW-fed disc monopole with $r = 12.5$ mm, $W = 47$ mm and $h = 0.3$ mm

Figure 7.6 Simulated 3D radiation patterns with $r = 12.5$ mm, $W = 47$ mm and $h = 0.3$ mm

شکل ۱۲-۳

بالائی، نوسانی است. پوش جریان در ۲۵ میلیمتری، زیاد شده و باعث تشعشع قابل توجه و گین خوب میشود. یعنی در فرکانس های بالا مود هایبرید، متشکل از موج ساکن و متحرک وجود دارد. هرچه فرکانس بالا میرود تعداد پوش های موج ساکن بیشتر شده و بنابراین روی پرتو اثر میگذارد.

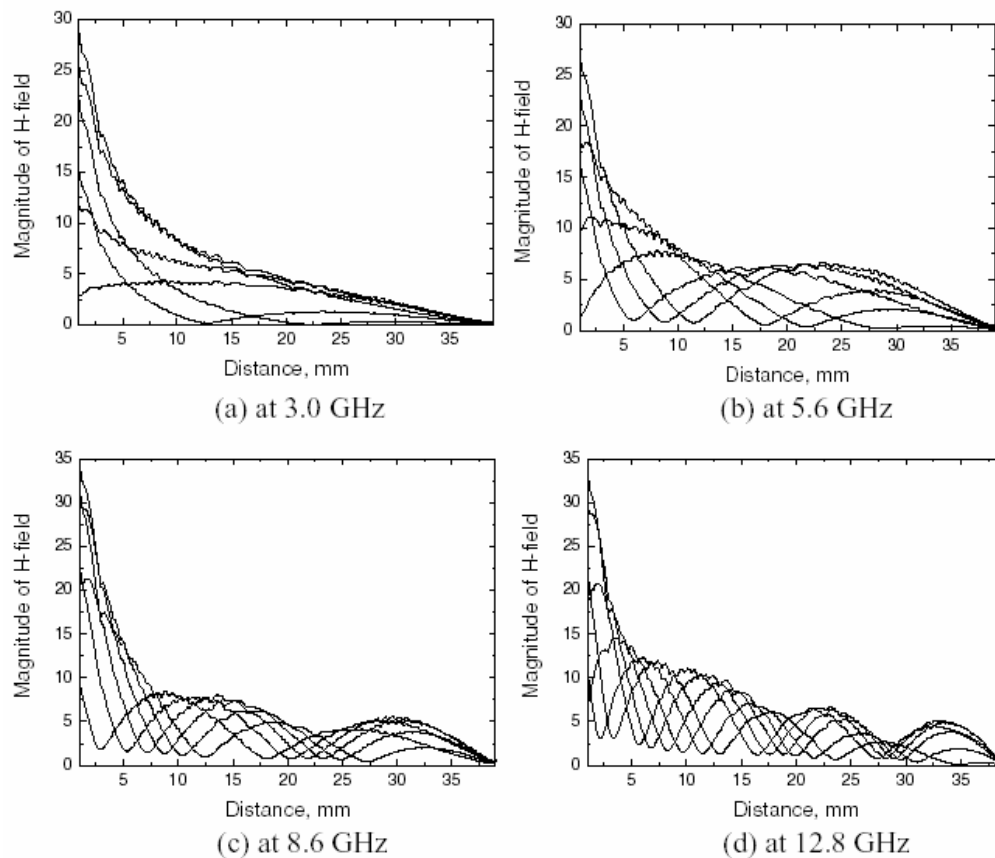


Figure 7.7 Magnetic field distributions along the edge of the half-disc L ($L = 0-39$ mm: bottom to top) at different phases in each resonance

شکل ۱۲-۴

اکنون به بررسی اثر قسمت های مختلف آنتن، در کار کردن آن می پردازیم. همان طور که در شکل (۵-۱۲) مشخص است، ضریب انعکاس برای مقادیر مختلف h تقریباً همسان بوده ولی عرض باند dB آن با افزایش h کاهش می یابد. هم چنین افزایش h روی اولین فرکانس رزنانس تاثیر نداشته ولی فرکانسهای رزنانس بالاتر را کاهش میدهد. پس موج متحرک در این آنتن، اثر زیادی دارد. مقدار بهینه $h = 0.3mm$ ، و نزدیک به مقدار عرض شکاف موجبر هم صفحه است.

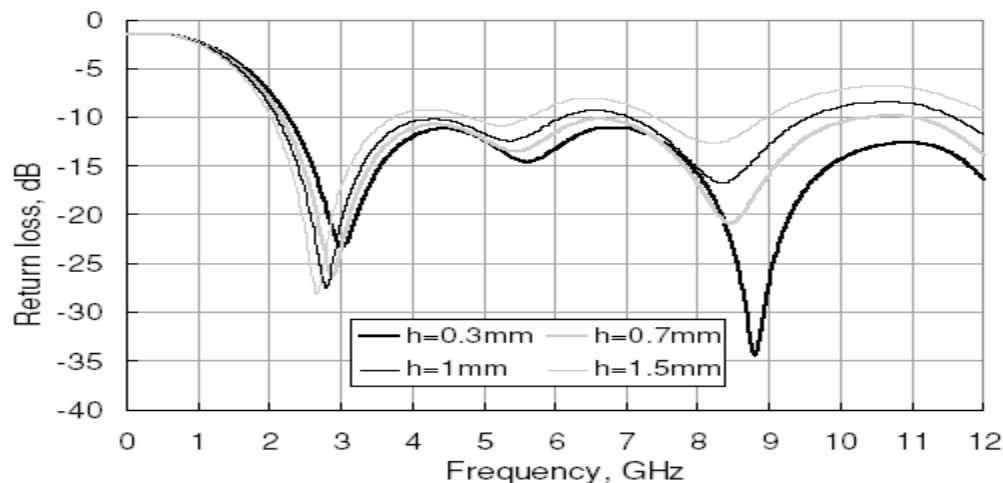


Figure 7.8 Simulated return loss curves for different feed gaps with $W = 47$ mm and $r = 12.5$ mm

شکل ۵-۱۲

شکل (۶-۱۲)، نشان میدهد که عرض صفحه زمین W باعث جابجایی فرکانس های رزنانس شده و عرض باند dB ، 10 با پهن شدن و یا خیلی باریک شدن این عرض، کاسته میشود.

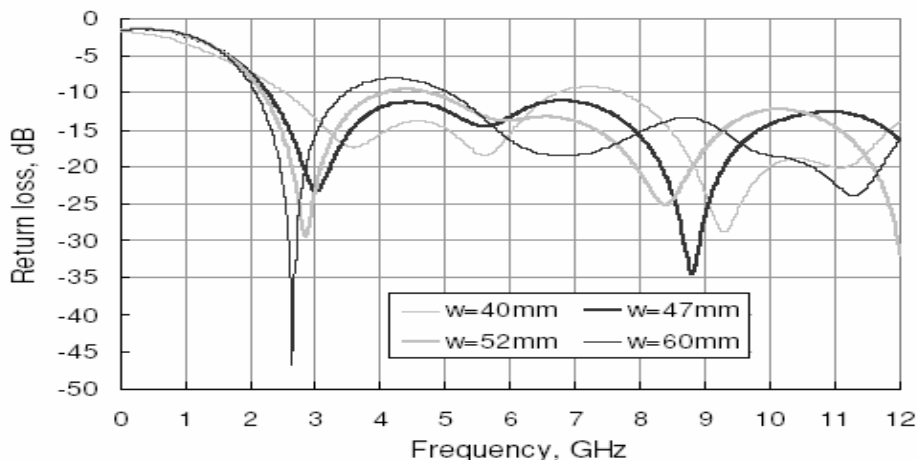


Figure 7.9 Simulated return loss curves for different widths of the ground plane with $h = 0.3$ mm and $r = 12.5$ mm

شکل ۶-۱۲

همین طور مقدار L (ارتفاع صفحه زمین) نیز بعلت اینکه جریان در لبه صفحه زمین جاری میشود، در مشخصات موثر نیست.

در شکل (۷-۱۲) اثر قطر دیسک را روی ضریب انعکاس آنتن می بینید.

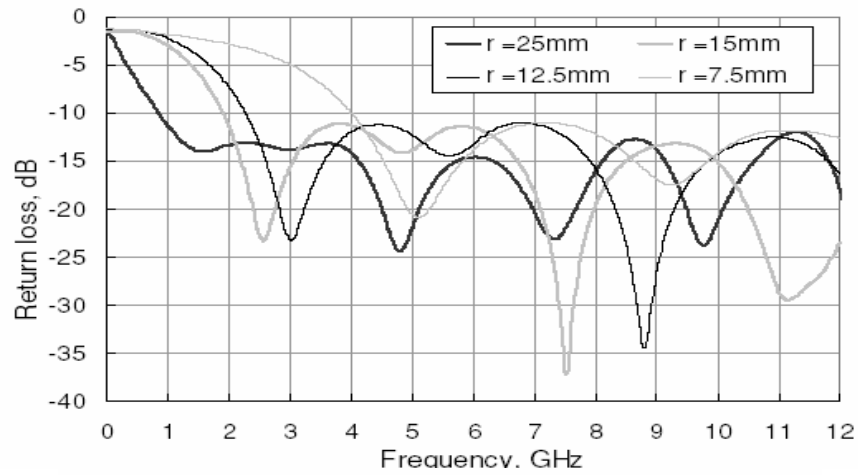


Figure 7.10 Simulated return loss curves for different dimensions of the circular disc in the optimal designs

شکل ۷-۱۲

جدول زیر مقادیر بهینه را برای آنتن نشان میدهد.

Table 7.1 Optimal design parameters of the CPW-fed disc monopole and relationship between the diameter and the first resonance

Diameter $2r$ (mm)	First resonance f (GHz)	Wavelength λ at f (mm)	Optimal W $2r/\lambda$	Optimal W (mm)	$W/2r$	Optimal h (mm)
50	1.52	197.4	0.25	90	1.80	0.5
30	2.57	116.7	0.26	56	1.87	0.3
25	3.01	99.7	0.25	47	1.88	0.3
15	5.09	58.9	0.25	28	1.87	0.1

از مطالب بالا نتیجه میشود که وجود رزونانس های نزدیک، باعث عرض باند خیلی پهن این آنتن است. در اولین رزونانس، جریان آنتن ساکن، و در فرکانسهای میانی، هم جریان دائم و هم متحرک، و در رزونانس های پایانی فقط موج متحرک است.

در شکل (۷-۱۲) یک نمونه ساخته شده و نتایج اندازه گیری و شبیه سازی افت انعکاسی و پرتو آن دیده میشود.

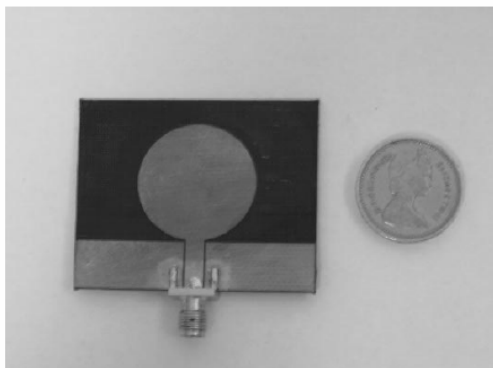


Figure 7.12 Photo of the CPW-fed circular disc monopole in the optimal design: $r = 12.5$ mm, $h = 0.3$ mm and $W = 47$ mm

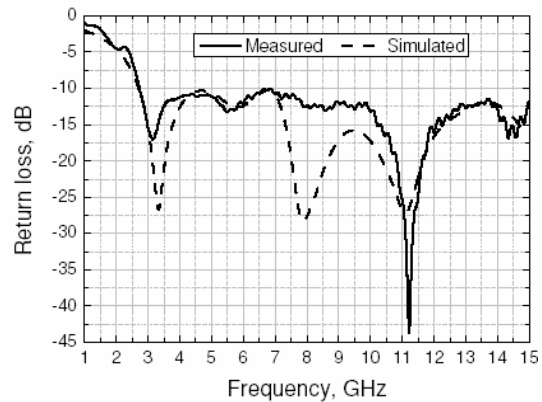


Figure 7.13 Simulated and measured return loss curves of the CPW-fed disc monopole in the optimal design

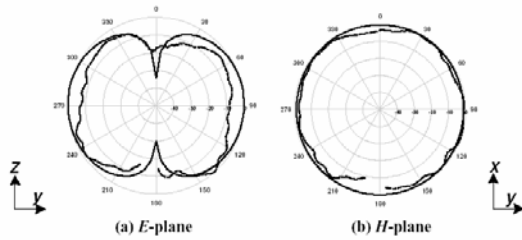


Figure 7.14 Simulated (solid line) and measured (dashed line) radiation patterns of the CPW-fed disc monopole at 3 GHz

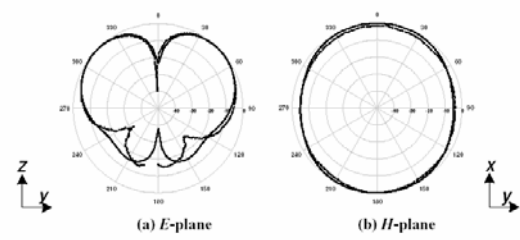


Figure 7.15 Simulated (solid line) and measured (dashed line) radiation patterns of the CPW-fed disc monopole at 5.6 GHz

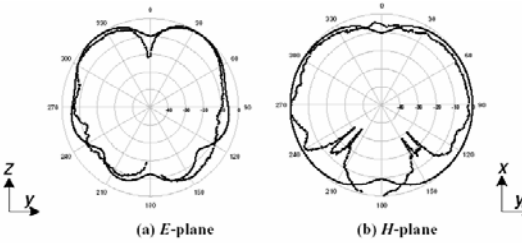


Figure 7.16 Simulated (solid line) and measured (dashed line) radiation patterns of the CPW-fed disc monopole at 7.8 GHz

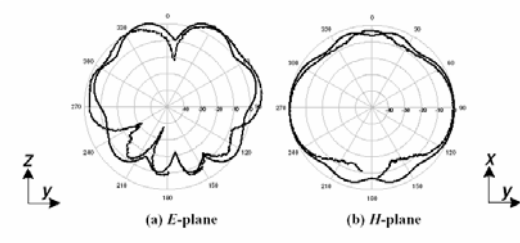
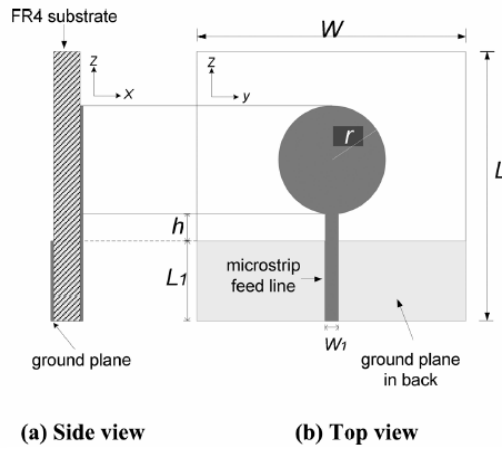


Figure 7.17 Simulated (solid line) and measured (dashed line) radiation patterns of the CPW-fed disc monopole at 11.0 GHz

شکل ۱۲-۸

این آنتن را مطابق شکل ۱۲-۹، میتوان با مایکرواستریپ نیز تغذیه کرد..



(a) Side view

(b) Top view

Figure 7.18 Geometry of the microstrip line fed circular disc monopole in the optimal design: $r = 10$ mm, $h = 0.3$ mm, $W = 42$ mm and $L = 50$ mm

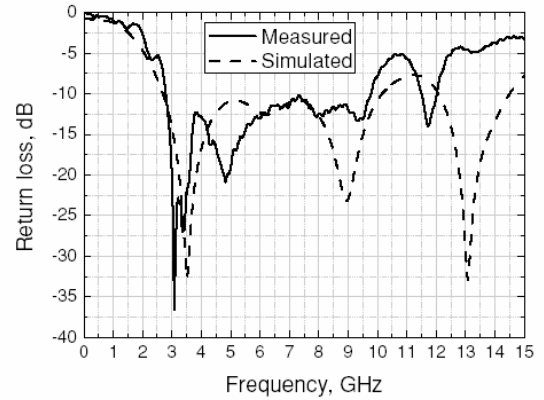
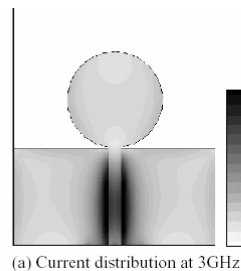


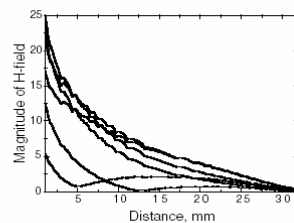
Figure 7.19 Simulated and measured return loss curves of microstrip line fed disc monopole in the optimal design

شکل ۱۲-۹

در این حالت منحنی جریان در شکل (۱۲-۱۰) نشان میدهد که بعلت قرارگرفتن صفحه زمین در پشت دی الکتریک مونوپل، جریان متحرک در آن ضعیف تر بوده و با تغییرات در ساختمان، عرض باند 10 dB آن بهتر نمیشود.



(a) Current distribution at 3GHz



(d) Magnetic field variation at 3GHz

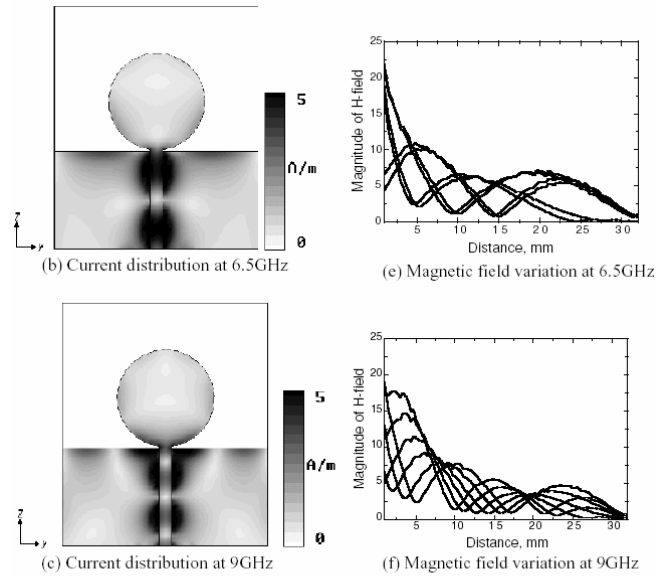


Figure 7.21 Simulated current distributions (a-c) and magnetic field distributions along the edge of the half-disc L ($L = 0-33$ mm; bottom to top) at different phases (d-f) of microstrip line fed disc monopole in the optimal design

شکل ۱۰-۱۲

در جدول زیر نیز مقادیر بهینه آمده است.

Table 7.2 Optimal design parameters of microstrip-fed disc monopole and relationship between the diameter and the first resonance

Diameter $2r$ (mm)	First resonance f (GHz)	Wavelength λ at f (mm)	$2r/\lambda$	W (mm)	$W/2r$	h (mm)
20	3.51	85.5	0.23	42	2.1	0.3
25	2.96	101.4	0.25	50	2	0.3
30	2.56	117.2	0.26	57	1.9	0.3
40	1.95	153.8	0.26	75	1.9	0.4

مونوپل را میتوان بصورت دیسک بیضوی هم ساخت (شکل ۱۱-۱۲) و مشخصات مطلوبی دارد. هم چنین ، چون جریان در لبه صفحات دیسک وجود دارد، میتوان بجای دیسک از حلقه استفاده کرد.

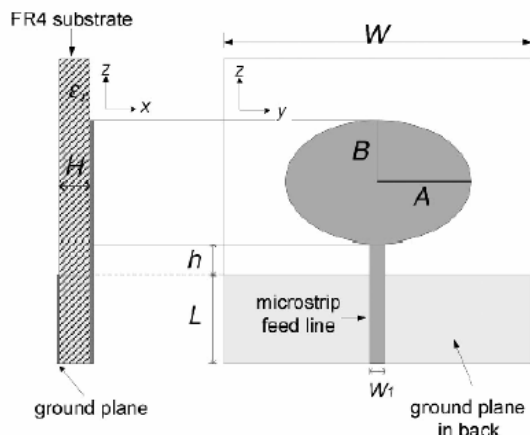


Figure 7.25 Geometry of the printed elliptical disc monopole

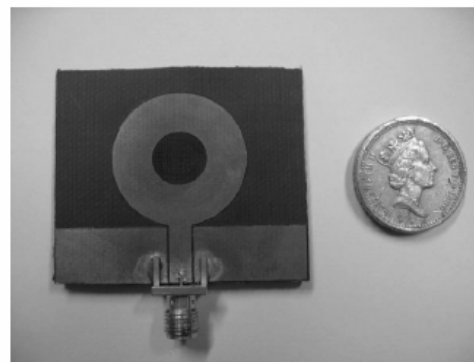


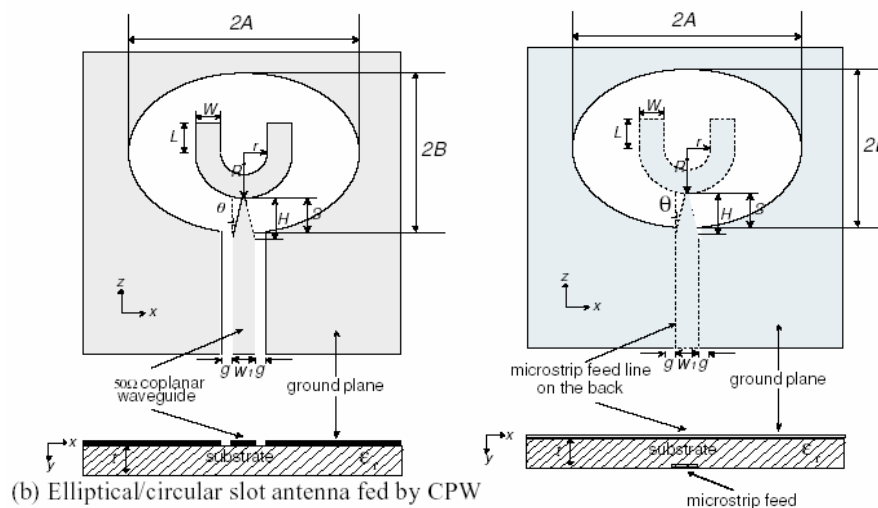
Figure 7.27 Photograph of the CPW-fed circular ring monopole in the optimal design $r = 12.5$ mm, $r_1 = 5$ mm (hole radius), $h = 0.3$ mm and $W = 47$ mm

شکل ۱۱-۱۲

نوع شیاری این آنتن نیز مطابق شکل ۱۲-۱۲ با تغذیه موجبر هم صفحه و نیز مایکرواستریپ، مورد بررسی قرار گرفته است. تغییر تدریجی عرض خط تغذیه با زاویه تمایل ۱۵ درجه باعث تطبیق بهتر میشود. در جدول زیر طراحی بهینه آن برای مایکرواستریپ با ضریب دی الکتریک ۴ و ضخامت ۱,۵ میلیمتر آمده است.

Table 7.4 Measured and simulated bandwidths of printed elliptical/circular slot antennas

Antenna types		Simulated -10 dB bandwidth (GHz)	Measured -10 dB bandwidth (GHz)
Microstrip line fed	Elliptical slot	2.6-10.6	2.6-10.22
	Circular slot	3.45-13.22	3.46-10.9
CPW fed	Elliptical slot	3.0-11.4	3.1-10.6
	Circular slot	3.5-12.3	3.75-10.3



شکل ۱۲-۱۲

توزیع جریان شبیه سازی نیز در شکل ۱۲-۱۳ و برای رزنانسهای مختلف نشان داده شده است.

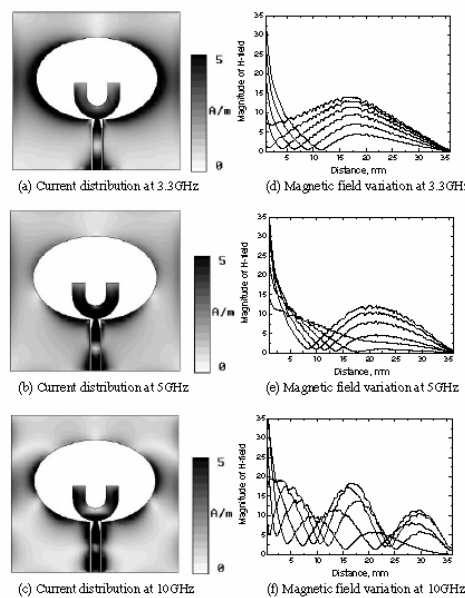


Figure 7.32 Simulated current distributions (a-c) and magnetic field distributions along the edge of the half-slot $L = 0-36$ mm (bottom to top) at different phases (d-f) of a CPW-fed elliptical slot antenna

شکل ۱۳-۱۲

بررسی نتایج تحلیل نشان میدهد که فرکانس پائین، تعیین کننده ابعاد شیار است. از رابطه تجربی زیر میتوان برای طراحی این آنتن استفاده کرد.

$$f_1 = \frac{30 \times .32}{2A + \pi AB}$$

در شکل (۱۲-۱۴) نیز اثر مقدار S ، و زاویه تمایل خط تغذیه را، در افت انعکاسی می بینید.

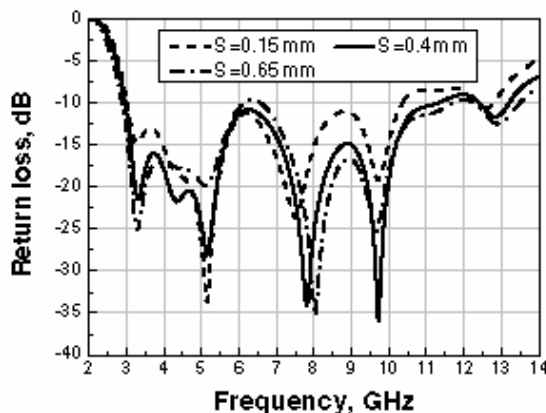


Figure 7.34 Simulated return loss curves of CPW-fed elliptical slot antenna for different S with $A = 14.5$ mm, $B = 10$ mm and $\theta = 15$ degrees

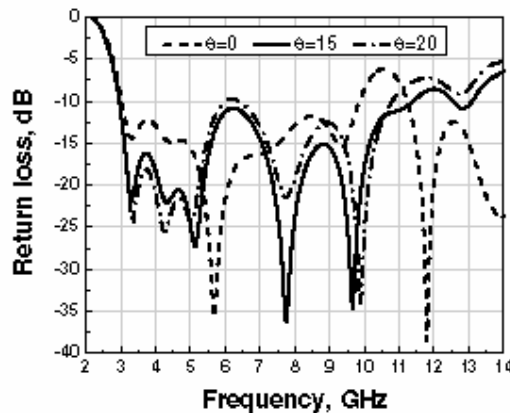


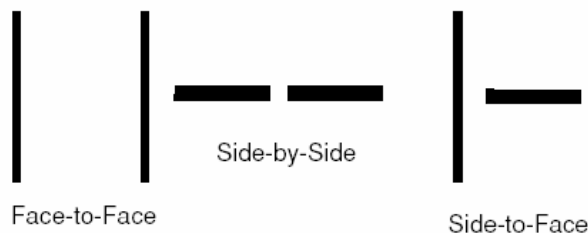
Figure 7.35 Simulated return loss curves of CPW-fed elliptical slot antenna for different θ with $A = 14.5$ mm, $B = 10$ mm and $S = 0.4$ mm

شکل ۱۲-۱۴

همان طور که از شکل معلوم است مقدار این زاویه در میران انعکاس در پائین باند اثر نداشته ولی در بالای باند اثر قابل توجهی دارد و مقدار بهینه آن ۱۵ درجه است.

۱۲-۲- بررسی خصوصیات حوزه زمانی

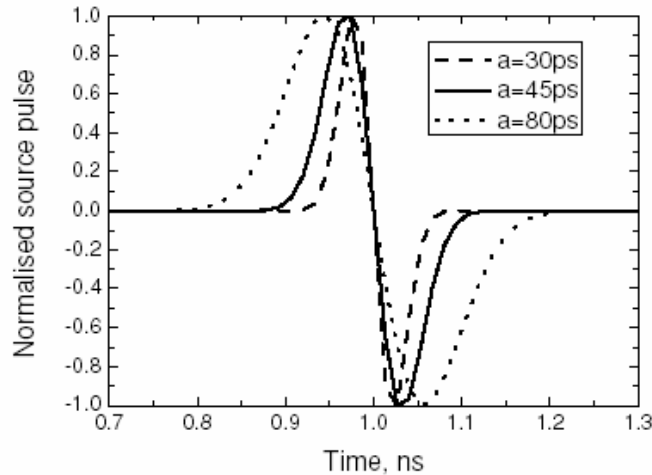
اکنون به بررسی خصوصیات حوزه زمانی این آنتن ها میپردازیم. آنتن های UWB ، باید علاوه بر خصوصیات مناسب از نظر پرتو و امپدانس، دارای مشخصات مطلوب در حوزه زمانی باشند. در این جا مطابق شکل (۱۲-۱۵)، یک سیستم متشکل از دو آنتن مونوپل در حالت مختلف و با فاصله ۱ یا ۲ متر در نظر گرفته و تابع تبدیل آن را برای یک پالس ورودی گاوسی بررسی میکنیم.



شکل ۱۲-۱۵

رابطه و شکل پالس (شکل ۱۲-۱۶) در زیر آمده است. a پارامتر پالس بوده و در ادامه بحث $a = 45$ pc گرفته شده است.

$$f(t) = \frac{-2(t-1)}{a^2} \exp\left(-\left(\frac{t-1}{a}\right)^2\right).$$



شکل ۱۲-۱۶

شکل (۱۲-۱۷) دامنه و فاز سیگنال دریافتی (تابع تبدیل) برای دو آنتن دیسکی مونوپل، در حالت روبرو و با فاصله ۱,۲ متر را نشان میدهد. در این منحنی ها دامنه در ۹ گیگا هرتز دچار افت خیلی شدید شده و هم چنین فاز در فرکانسهای ۵/۸ تا ۸/۹ گیگا هرتز و ۹,۱ تا ۹ گیگا هرتز، غیر خطی است که این باعث اعوجاج در سیگنال خواهد شد.

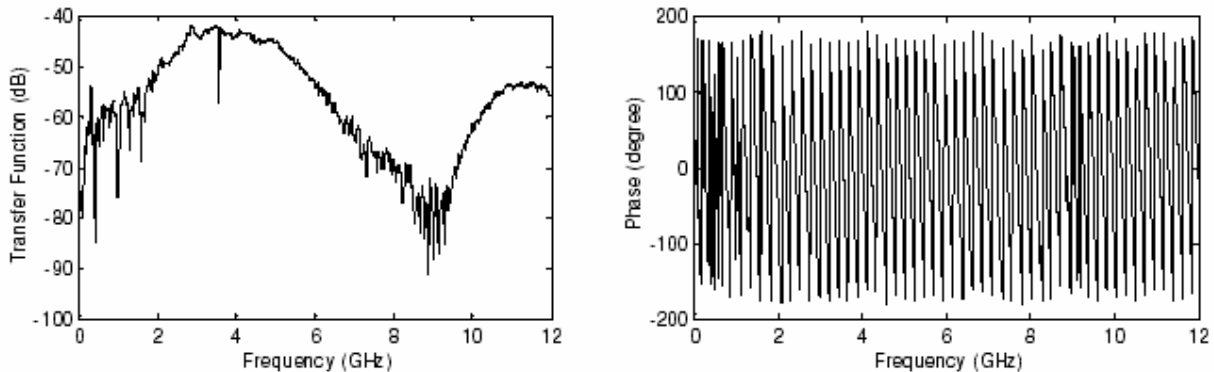
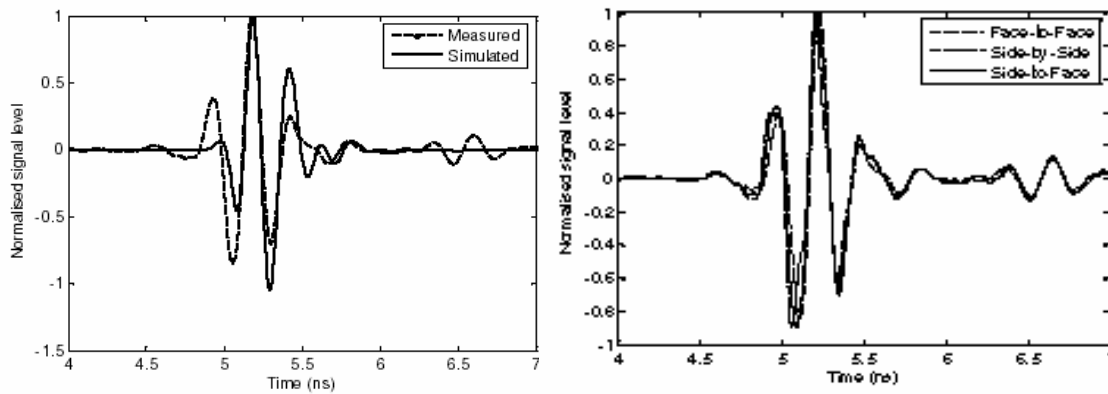


Figure 7.38 Measured magnitude (a) and phase (b) of transfer function for the CPW-fed disc monopoles in face-to-face orientation

شکل ۱۲-۱۷

هم چنین شکل پالس دریافتی با شبیه سازی و اندازه گیری و هم چنین در وضعیت های مختلف دو آنتن، در شکل ۱۲-۱۸ آمده است، و نشان میدهد که تغییرات خیلی زیاد نیست.

شکل ۱۲-۱۹ دامنه و فاز سیگنال دریافتی برای دو آنتن اسلات بیضوی مونوپل با تغذیه موجبر هم صفحه، در حالت روبرو و کنار هم، و با فاصله ۱ متر، را نشان میدهد. در این منحنی ها نیز دامنه در ۸ گیگا هرتز برای حالت کنار هم دچار افت خیلی شدید شده است.



شکل ۱۲-۱۸

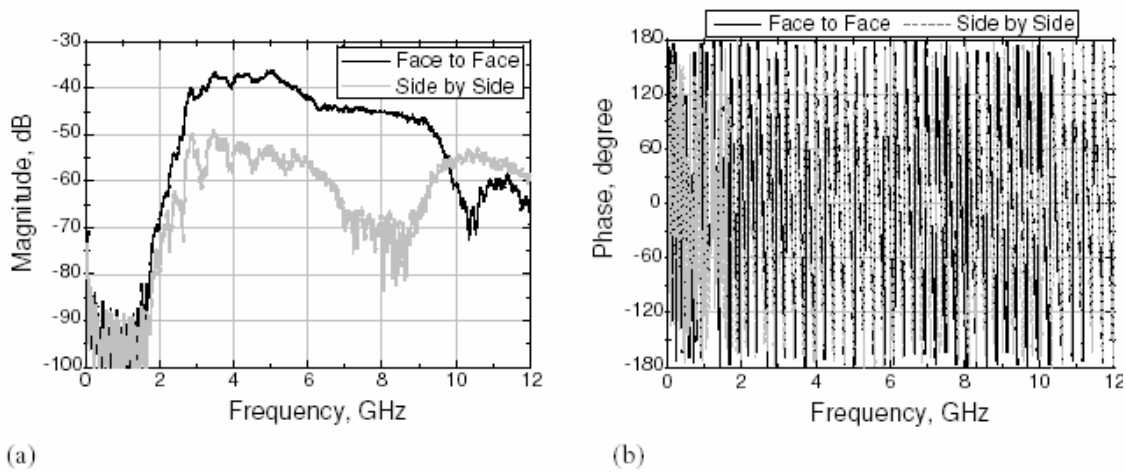


Figure 7.41 Measured magnitude (a) and phase (b) of transfer function for the CPW-fed elliptical slots

شکل ۱۲-۱۹

در شکل (۱۲-۲۰) نیز شکل پالس دریافتی در این دو حالت، نشان داده شده است که دارای اختلاف بیشتری نسبت به حالت مونوپل است. البته این تفاوت ها بعلت پیچیده تر بودن ساختمان آنتن اسلات، قابل درک است.

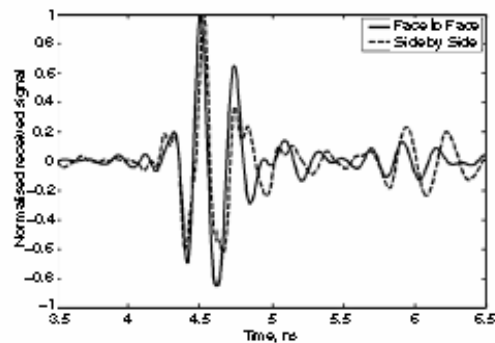
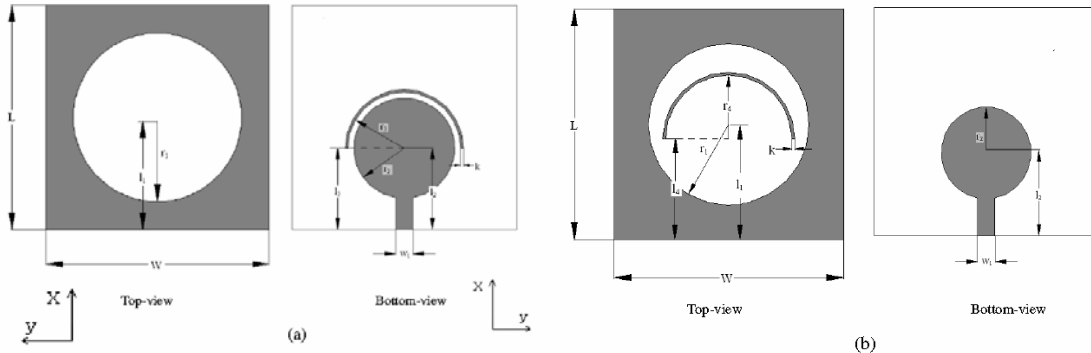


Figure 7.42 Measured received signal ($\alpha = 45$ ps) for different antenna orientations

شکل ۱۲-۲۰

یکی از مسائل، جلوگیری از تداخل در باند ۵ تا ۵٫۸ گیگا هرتز، مورد استفاده در WLAN است، که طرح هائی با ایجاد شکاف و یا رینگ های نیم دایره ای در ساختار آنتن، این خصوصیت را ایجاد میکنند. شکل (۱۲-۲۱) چنین طرح هائی را نشان میدهند.



شکل ۱۲-۲۱

در شکل (۱۲-۲۲) نمونه ای که با ایجاد یک شکاف H شکل، این کار انجام شده، و منحنی فاز ضریب انعکاس آن که بهبود یافته نشان داده شده است.

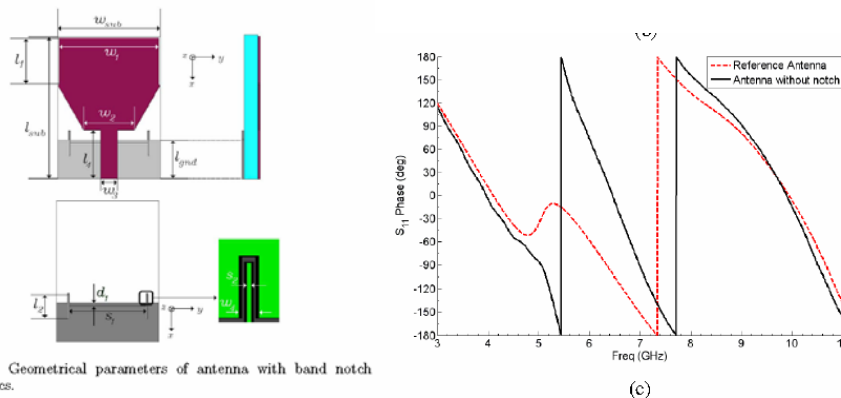


Figure 1. Geometrical parameters of antenna with band notch characteristics.

شکل ۱۲-۲۲

۱۲-۳- آنتن های مورد استفاده در ارتباطات پالسی

در این مورد، ارسال و دریافت با پالس های خیلی باریک انجام میشود و بنابراین عرض باند بسیار زیاد بوده و تا حدود ۷٫۵ گیگا هرتز (۳٫۱ تا ۱۰٫۶ گیگاهرتز) است. این سیستم ها فاقد فرکانس کاریر بوده، و در نتیجه اختلال در شکل دامنه و فاز موج میتواند بطور جدی روی کیفیت سیگنال اثر بگذارد و بنابراین طراحی این سیستمها، دارای ویژگی های خاص است.

معمولا آنتن های باند فوق پهن باید دارای امپدانس و گین مورد نظر در باند ۳٫۱ تا ۱۰٫۶ گیگا هرتز باشند. بوقه های TEM و آنتن های مستقل از فرکانس دارای خصوصیات مناسب بوده ولی معمولا وزن و حجم آنها زیاد است. اشکال دیگر تغییرات در مرکز فاز بر اثر تغییر فرکانس است که باعث اعوجاج سیگنال شده و این در آنتن های اسپایرال مخروطی بسیار مطرح است.

آنتن های دومیخروطی و دیسکون دارای ثابت مرکز فاز خوبی هستند. انواع صفحه ای آنتن های باند فوق پهن بخاطر عرض باند وسیع و ابعاد و قیمت کم بیشتر مورد استفاده هستند. برای انتخاب آنتن باید عواملی مانند فرکانس کار، ساختمان هندسی، طرز کار، جنس، و... در نظر گرفته شود. آنتن ها از نظر ساختمان، به دو بعدی و سه بعدی، و از پرتو، به همه جهته و یا جهت دار، مطابق جدول زیر گروه بندی میشوند.

Table 8.1 Category of UWB antennas.

	Directional	Omn-directional
Two-dimensional	Vivaldi Antenna Tapered Slot Antenna Log-periodic Antenna Planar Log-Spiral Antenna Conical Spiral Antenna	Planar Dipole Slot Antenna Printed Antenna on PCB
Three-dimensional	TEM Horn Antenna Ridge Horn Antenna Reflector Antenna	Loaded Cylindrical Dipole Bi-conical Antenna Disc-cone Antenna Roll Antenna

برخی از انواع این آنتن ها در شکل (۱۲-۲۳) نشان داده شده اند.

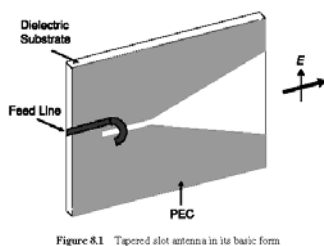


Figure 8.1 Tapered slot antenna in its basic form

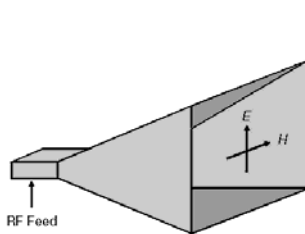


Figure 8.2 TEM horn antenna

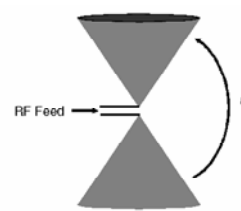


Figure 8.3 Disc-cone antenna

شکل ۱۲-۲۳

برای سیستم های متحرک آنتن های میکرواستریپی، از انواع شکل ۱۲-۲۴، بیشتر بکار میروند

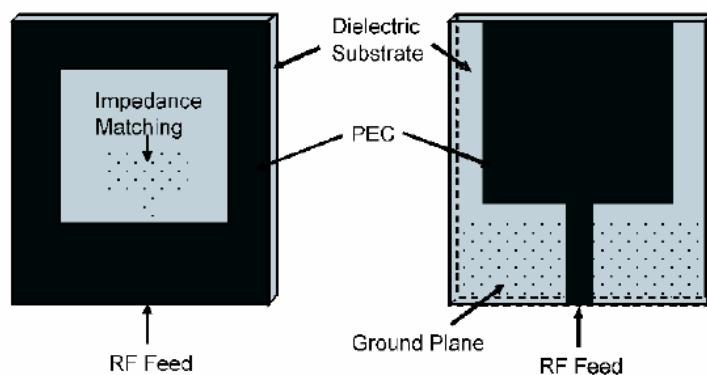


Figure 8.4 Large slot and printed antennas

شکل ۱۲-۲۴

آنتن های بوقی بخاطر وزن و ابعاد، معمولا مناسب نیستند، ولی آنتن های دی پل، رول، دو مخروطی، و دیسکون بخاطر پرتو همه جهته و مرکز فاز ثابت، بیشتر مورد نظر هستند. در شکل (۱۲-۲۵) آنتن رول برای تشعشع همه جهته و آنتن ویوالدی (Vivaldi) برای تشعشع جهت دار نشان داده شده اند.

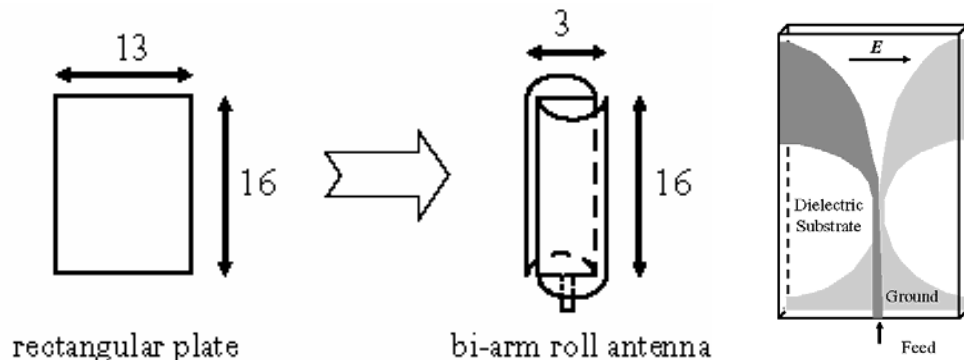


Figure 8.11 Geometry of antipodal Vivaldi antenna

شکل ۱۲-۲۵

تغییرات در شکل آنتن ویوالدی باعث بهبود خصوصیات آن، همان طور که در شکل ۱۲-۲۶ نشان داده شده است، خواهد شد.

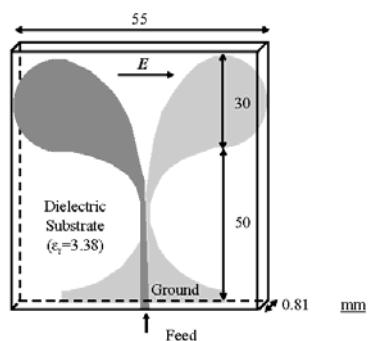


Figure 8.12 Geometry of antipodal Vivaldi antenna with semicircular loadings

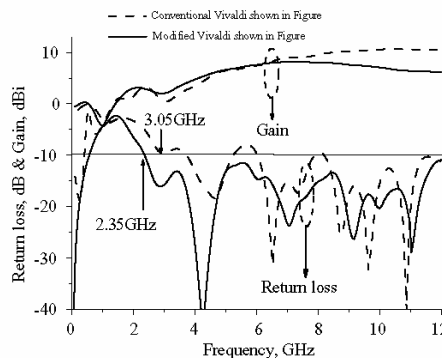


Figure 8.13 Comparison of return losses and gain between conventional and modified antipodal Vivaldi antenna with semicircular loadings

شکل ۱۲-۲۶

در شکل ۱۲-۲۷ نیز پرتو جهت دار این آنتن دیده میشود.

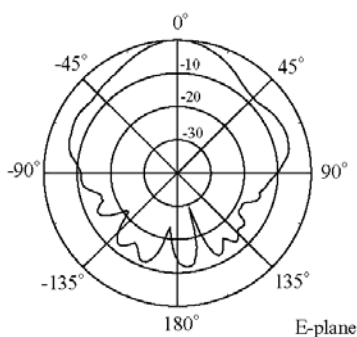


Figure 8.14 Measured radiation patterns for the modified antenna at 7.0 GHz in E-planes

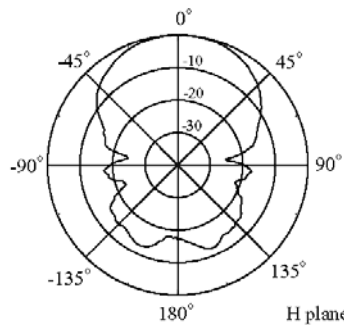
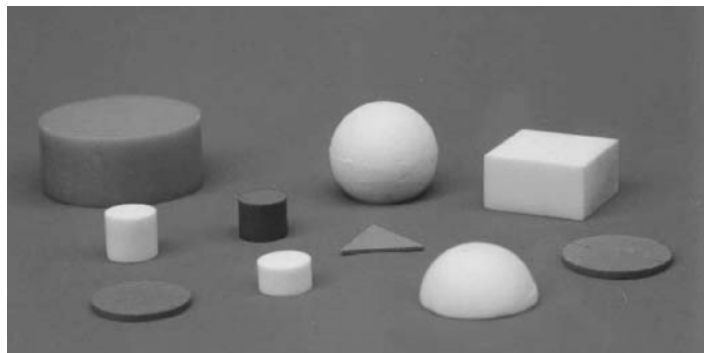


Figure 8.15 Measured radiation patterns for the modified antenna at 7.0 GHz in H-planes

شکل ۱۲-۲۷

۱۳- آنتن های تشدید کننده دی الکتریکی [۲۴] (Dielectric Resonator Antennas)

تشدید کننده های دی الکتریکی که از دی الکتریک هائی با ضریب دی الکتریک بالا ($\epsilon_r > 20$) و ضریب شایستگی بین ۵۰ تا ۵۰۰ (حتی تا ۱۰۰۰۰) ساخته میشوند ، سالها در اسیلاتورها و فیلتر ها مورد استفاده هستند. تشعشع از این تشدید کننده ها از سال ۱۹۸۳ مورد توجه جدی قرار گرفت. در فرکانس های بالای میکروویو و میلیمتری ، افت آنتن های فلزی زیاد شده و بهره بشدت کاهش می یابد. آنتن های تشدید کننده دی الکتریکی (DRA)، به شکل های بسیار متنوعی ساخته میشوند. شکل زیر برخی از آن ها را نشان میدهد.



شکل ۱-۱۳

DRAها در فرکانس های رزنانسی، مانند دی پل مغناطیسی عمل میکنند. در جدول زیر برخی از انواع و خصوصیات و سازندگان آن ها آمده است.

Company	Material	Dielectric Constant
Countis Laboratories	CD-Series (solid state solutions of magnesium, calcium, silicon, and titanium oxides)	6.3 – 140.0
Emerson & Cuming (Materials not specified)	Fccostock	3 – 30
Hiltek Microwave Ltd.	Magnesium Manganese Aluminum Iron Ferrite	9.2 (+/- 0.46)
	Magnesium Titanate	16.0 (± 0.8)
	Lithium Ferrite	20.0 (± 1)
	Zirconium Tin Titanate	37.0 (± 1)
	Titania Ceramic	80 – 100
Morgan Electro Ceramics	Zr, Sn titanate	37
	Mg, Ca titanate	20
	Ba, Nd titanate	88
	Ba, Zn titanate	30
	Steatite	6
Murata (Materials not specified)	U series	36.6 – 38.9 (± 0.5)
	M series	37.7 – 39.2 (± 1)
	V series	33.5 – 35.1 (± 0.5)
	R series	29.7 – 31.5 (± 0.8)
	B series	27.9 ± 0.5
	E series	24.2 – 24.9 (± 0.4)
	F series	23.8 – 24.2 (± 0.5)
	Dielectric substrate	38 – 92 (± 1)
Pacific Ceramics, Inc. (Materials not specified)	PD-Series	6.5 – 270
Temex Components & Temex Telecom	(Zr, Sn, Ti) O ₃	37.3 – 37.7
	Ba, Zn, Ta, O	29.5 – 32
	Ba, Sm, Ti	78 ± 0.5
Trans-Tech	Zirconium titanate based	44.7 – 46.2
	Ba, Zn, Ta-oxide	29.0 – 30.7
	Barium titanate	35.0 – 36.5
	Ba, Zn, Ta-oxide (perovskite)	29.5 – 31.0

Table 1.1 Some DR suppliers, along with the materials and dielectric constants of their DRs.

در مقایسه با آنتن های میکرواستریپ، *DRA* ها دارای عرض باند بیشتری (۱۰٪) برای ضریب دی الکتریک نسبی (۱۰) هستند. این بخاطر آن است که در میکرواستریپ تشعشع فقط از دو تا از لبه ها انجام شده ولی در این آنتن ها تمامی سطوح آن، بجز صفحه چسبیده به زمین، تشعشع میکنند. بهر حال هر دو آنتن بخاطر آنکه طول ها به اندازه $1/\sqrt{\epsilon_r}$ کوچک میشوند، میتوان با افزایش ضریب دی الکتریک، حتی الامکان ابعاد را کاهش داد. روش های مختلفی برای تحریک این آنتن ها مانند ، پروب هم محور، کوپلینگ با انواع میکرواستریپ ها ، ویا پنجره های میکرواستریپی ، بکار میروند. شکل زیر برخی از این روشها را نشان میدهد.

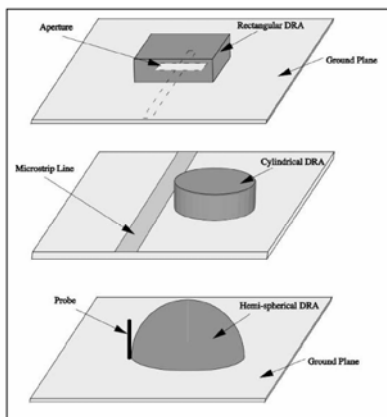


Figure 2.1 Typical dielectric resonator antennas and feeding mechanisms.

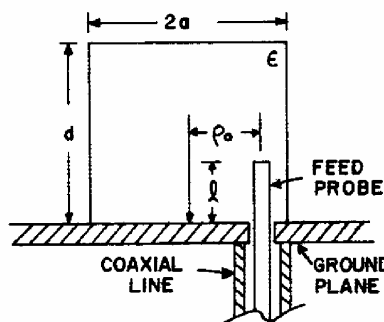
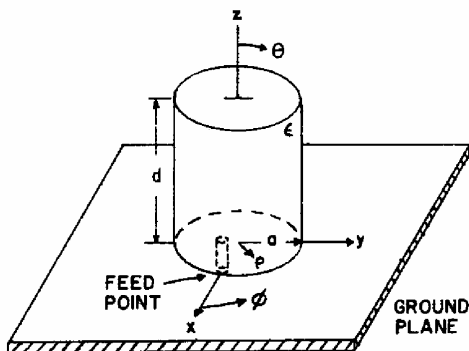
شکل ۱۳-۲

۱-۱۳ - *DRA* استوانه ای

شکل زیر چنین آنتنی با تحریک کابل هم محور را نشان میدهد. تحلیل ساده آنتن های دی الکتریک استوانه ای با در نظر گرفتن آن بصورت یک محفظه رزنانسی با دیواره های هادی مغناطیسی کامل و بدون در نظر گرفتن قسمت تغذیه آن انجام میشود. برای چنین محفظه ای توابع موج برای حالت *TE* و *TM* به صورت زیرند:

$$\psi_{TE_{rpm}} = J_n \left(\frac{X_{np}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \sin n\phi \\ \cos n\phi \end{Bmatrix} \sin \left[\frac{(2m+1)\pi z}{2d} \right]$$

$$\psi_{TM_{rpm}} = J_n \left(\frac{X'_{np}}{a} \rho \right) \begin{Bmatrix} \sin n\phi \\ \cos n\phi \end{Bmatrix} \cos \left[\frac{(2m+1)\pi z}{2d} \right]$$



The geometry of cylindrical DRA. (From [5], © 1983 IEEE)

شکل ۱۳-۳

مقادیر X_{np}, X'_{np} صفرهای توابع بسل و مشتق آنها هستند. با توجه به اینکه

$$k_{\rho}^2 + k_z^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon ,$$

است، npm امین فرکانس رزونانس این محفظه به دست می‌آید:

$$f_{npm} = \frac{1}{2\pi a \sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\left\{ \frac{X_{np}^2}{X'_{np}{}^2} \right\} + \left[\frac{\pi a}{2d} (2m+1) \right]^2}$$

معمولا از پائین ترین فرکانس رزونانس استفاده میشود. این فرکانس برای مود TM_{110} بوده و به صورت زیر است:

$$f_{TM_{110}} = \frac{1}{2\pi a \sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{X'_{11}{}^2 + \left(\frac{\pi a}{2d} \right)^2}$$

که در آن $X'_{11} = 1.841$ است.

۱۳-۱-۱- تعیین تشعشع از DRA استوانه ای

برای تعیین تشعشع ، با استفاده از میدان های داخل DRA میدان های روی سطح را حساب کرده و با تبدیل آن ها به منابع ثانویه، تشعشع را تعیین میکنیم.

برای مود اصلی TM_{110} معادله موج بصورت زیر است

$$\psi_{TM_{110}} = \psi = J_1 \left(\frac{X'_{11} \rho}{a} \right) \cos \phi \cos \frac{z\pi}{2d}$$

که عبارت $\cos(\phi)$ بخاطر این که زاویه تحریک در صفر درجه در نظر گرفته شده، انتخاب شده است. اگر پروب تغذیه در زاویه ۹۰ درجه قرار داشت از عبارت $\sin(\phi)$ استفاده میکردیم. با دانستن معادله موج، میتوان میدان ها را محاسبه کرد. یعنی داریم

$$E_{\phi} = \frac{1}{j\omega \epsilon \rho} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi \partial z}, \quad E_z = \frac{1}{j\omega \epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \psi, \quad E_{\rho} = \frac{1}{j\omega \epsilon} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho \partial z}$$

با بکارگیری میدان های روی سطح ، میتوان جریان های مغناطیسی سطحی را (جریان های الکتریکی بخاطر صفر بودن میدان مغناطیسی روی سطح هادی کامل مغناطیسی، صفر است) محاسبه کرد. جریان های روی دیواره کناری بصورت

$$M_z = \frac{\pi}{2j\omega \epsilon a d} J_1(X'_{11}) \sin \phi' \sin \frac{\pi z'}{2d}$$

$$M_{\phi} = \frac{1}{j\omega \epsilon} \left(\frac{X'_{11}}{a} \right)^2 J_1(X'_{11}) \cos \phi' \cos \frac{\pi z'}{2d}$$

و جریان سطح بالا بصورت

$$M_{\phi'} = \frac{\pi X'_{11}}{2j\omega \epsilon a d} J_1' \left(\frac{X'_{11} \rho'}{a} \right) \cos \phi'$$

$$M_{\rho'} = \frac{\pi}{2j\omega \epsilon d \rho'} J_1 \left(\frac{X'_{11} \rho'}{a} \right) \sin \phi'$$

است. با تبدیل مختصات استوانه ای به کروی خواهیم داشت:

$$M_{\theta} = M_{\rho'} \cos \theta \cos(\phi - \phi') + M_{\phi'} \cos \theta \sin(\phi - \phi') - M_z \sin \theta$$

$$M_{\phi} = -M_{\rho'} \sin(\phi - \phi') + M_{\phi'} \cos(\phi - \phi')$$

و با دانستن جریان ها ، میتوان بردار پتانسیل مغناطیسی را محاسبه کرد.

$$F_{\theta} = \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iiint M_{\theta} e^{jk_0 [\rho' \sin \theta \cos(\phi - \phi') + z' \cos \theta]} \rho' d\rho' d\phi' dz$$

$$F_{\phi} = \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iiint M_{\phi} e^{jk_0 [\rho' \sin \theta \cos(\phi - \phi') + z' \cos \theta]} \rho' d\rho' d\phi' dz$$

میتوان نشان داد که پتانسیل ها از روابط زیر بدست می آیند:

$$F_{\theta} = C_1 \{ I_2 - I_1 - 0.5k_{\rho} (I_3 + I_4 - I_5 - I_6) + 1.16k_0 \sin \theta J_1(k_0 a \sin \theta) D_1 - 0.581k_{\rho}^2 a \cdot [J_0(k_0 a \sin \theta) + J_2(k_0 a \sin \theta)] D_1 \}$$

$$F_{\phi} = C_2 \{ -I_1 - I_2 - 0.5k_{\rho} (I_3 - I_4 - I_5 + I_6) - 0.581k_{\rho}^2 a [J_0(k_0 a \sin \theta) - J_2(k_0 a \sin \theta)] D_1 \}$$

که در آن

$$C_1 = \frac{\pi^2}{j\omega \epsilon d} \frac{1}{4\pi r} \sin \phi \cos(k_0 d \cos \theta) \cos \theta$$

$$C_2 = \frac{\pi^2}{j\omega \epsilon d} \frac{1}{4\pi r} \cos \phi \cos(k_0 d \cos \theta)$$

$$D_1 = \left[\frac{\pi^2}{4d^2} - k_0^2 \cos^2 \theta \right]^{-1}$$

$$k_{\rho} = \frac{X'_{11}}{a} = \frac{1.841}{a}$$

$$I_1 = \int_0^a J_1(k_{\rho} \rho') J_0(k_0 \rho' \sin \theta) d\rho'$$

$$I_2 = \int_0^a J_1(k_{\rho} \rho') J_2(k_0 \rho' \sin \theta) d\rho'$$

$$I_3 = \int_0^a J_0(k_{\rho} \rho') J_0(k_0 \rho' \sin \theta) \rho' d\rho'$$

$$I_4 = \int_0^a J_0(k_{\rho} \rho') J_2(k_0 \rho' \sin \theta) \rho' d\rho'$$

$$I_5 = \int_0^a J_2(k_{\rho} \rho') J_0(k_0 \rho' \sin \theta) \rho' d\rho'$$

$$I_6 = \int_0^a J_2(k_{\rho} \rho') J_2(k_0 \rho' \sin \theta) \rho' d\rho'$$

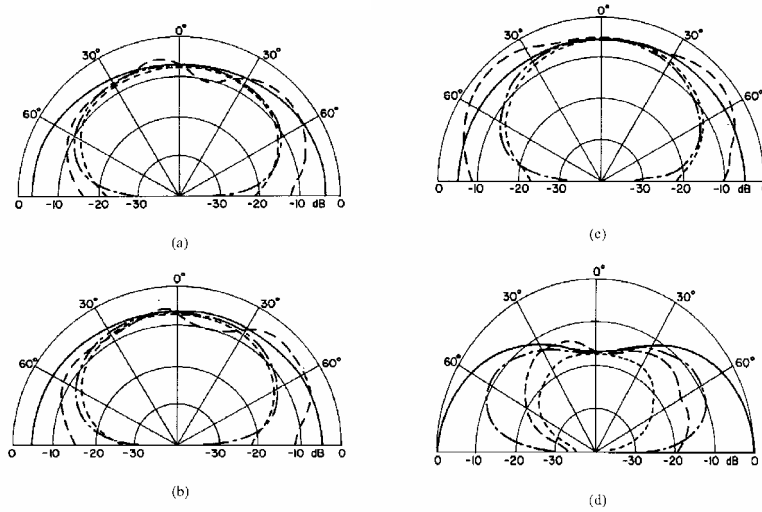
است. میدان دور نیز از رابطه $H = j\omega F$ حساب میشود.

جدول زیر فرکانسهای رزنانس اندازه گیری شده و محاسبه شده را نشان میدهد.

Sample no.	a (cm)	d (cm)	a/d	Calculated f_r , GHz	Measured f_r , GHz
1	0.3	1.0	0.3	10.13	~10.1
2	0.3	0.6	0.5	10.67	~10.5
3	0.5	0.3	1.67	10.24	~10.5
4	0.3	2.0	0.15	9.90	~9.9

Table 1.3 Comparison between calculated and measured resonant frequencies.

شکل های زیر پرتو محاسبه شده (از روابط بالا) و اندازه گیری شده را نشان میدهد.

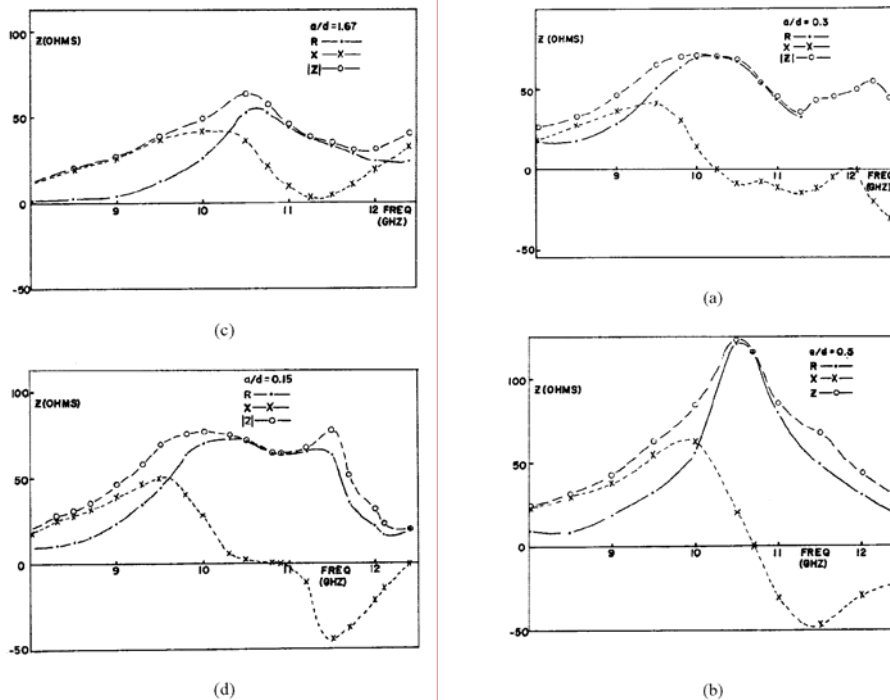


Measured and calculated fields of various a/d ratios: (a) $a/d = 0.3$ (b) $a/d = 0.5$ (c) $a/d = 1.67$ (d) $a/d = 0.15$. (From [5], © 1983 IEEE)

E_ϕ ————— Theory E_ϕ - - - - - Experiment
 E_θ ········· Theory E_θ - · - · Experiment

شکل ۴-۱۳

چون از این روش نمیتوان امپدانس را حساب کرد، منحنی های اندازه گیری شده امپدانس برای ۴ نوع آنتن که از محل $l = 38mm$ تغذیه شده اند در شکل زیر نشان داده شده اند.



Measured impedance versus frequency for various a/d ratios: $\epsilon_r = 8.9$. (a) $a/d = 0.3$ (b) $a/d = 0.5$ (c) $a/d = 1.67$ (d) $a/d = 0.15$. (From [5], © 1983 IEEE)

شکل ۵-۱۳

در این نوع آنتن مطابق شکل زیر ، بعلت ساده تر بودن شرایط حدی، میتوان تابع گرین این مساله را بصورت عبارت با شکل بسته (*closed form*) به دست آورد.

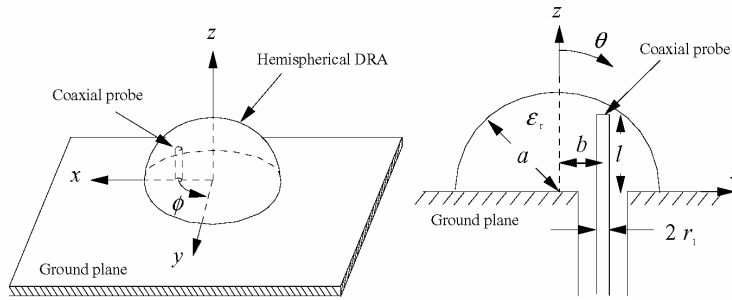


Fig. 1.7 Configuration of a probe-fed hemispherical DRA. (From [36], © 1993 IEEE)

شکل ۱۳-۶

بطور خلاصه ، با استفاده از تئوری تصویر، ابتدا آنتن به یک کره کامل تبدیل شده و مولفه z جریان به مولفه های r, θ تجزیه میشوند.

مولفه θ میتواند مود های TE, TM (نسبت به r) ایجاد کند که پتانسیل های F_r, A_r ، میدان های کل آن ها را میدهد. مولفه r میتواند فقط مود TM ایجاد کند و بنابراین فقط پتانسیل برداری مغناطیسی و جریان الکتریکی مطرح خواهد بود. هر پتانسیل به صورت سری توابع مودی بی نهایت تعریف شده، و دامنه مودها با اعمال شرایط حدی روی دیواره ، و منبع جریان ، محاسبه میشود.

در حوالی فرکانس رزونانس مود اصلی TE_{111} ، میتوان فقط این مود را نظر گرفت. در این صورت مولفه z تابع گرین میدان E در داخل دی الکتریک ($r < a$) به صورت زیر است:

$$G_{TE_{111}} = \frac{-3k}{8\pi\omega\epsilon r r'} \sin\theta \sin\theta' \cos(\phi - \phi') [\Phi(kr')\Psi(kr) + \alpha_{TE} \hat{J}_1(kr')\hat{J}_1(kr)]$$

که در آن

$$\Phi(kr) = \begin{cases} \hat{J}_1(kr'), & r > r' \\ \hat{H}_1^{(2)}(kr'), & r < r' \end{cases}$$

$$\Psi(kr) = \begin{cases} \hat{H}_1^{(2)}(kr), & r > r' \\ \hat{J}_1(kr), & r < r' \end{cases}$$

$$\alpha_{TE} = \frac{-1}{\Delta_{TE}} [\hat{H}_1^{(2)}(ka)\hat{H}_1^{(2)'}(k_0a) - \sqrt{\epsilon_r} \hat{H}_1^{(2)'}(ka)\hat{H}_1^{(2)}(k_0a)]$$

$$\Delta_{TE} = \hat{J}_1(ka)\hat{H}_1^{(2)'}(k_0a) - \sqrt{\epsilon_r} \hat{J}_1'(ka)\hat{H}_1^{(2)}(k_0a)$$

که $\hat{J}_1(x)$ و $\hat{H}_1^{(2)}(x)$ توابع کروی بسل و هنکل نوع دوم هستند. با دانستن تابع گرین، میدان الکتریکی در جهت z از رابطه زیر بدست می آید.

$$E_z(\vec{r}) = \iint_{S_0} G_{TE_{111}}(\vec{r}, \vec{r}') J_z(z') dS'$$

$$J_z(z') = J_0 \sin k(l - |z'|), \quad -l \leq z' \leq l$$

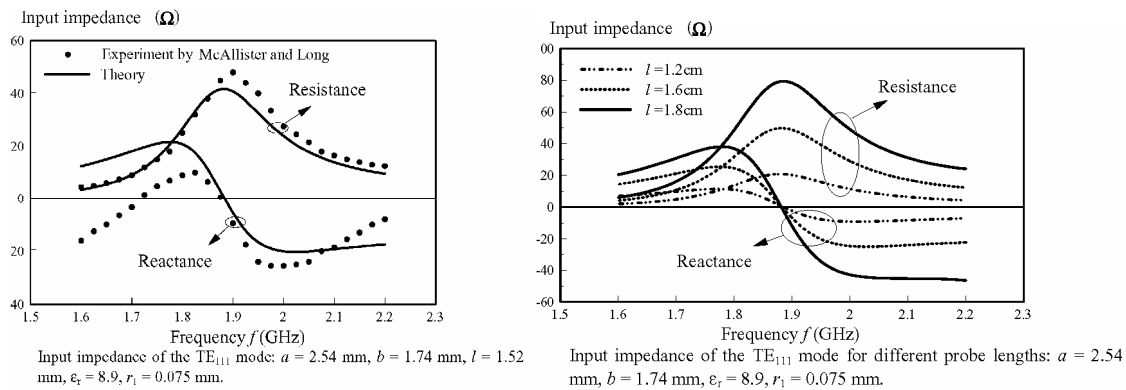
که J_z جریان سطحی پروب تغذیه کننده آنتن است. پس از آن امپدانس ورودی از رابطه

$$Z_{in} = \frac{-1}{I_z^2(0)} \iint_{S_0} E_z(\vec{r}) J_z(z) dS$$

$$Z_{in} = \frac{-1}{I_z^2(0)} \iint_{S_0} \iint_{S_0'} J_z(z) G_{TE_{111}}(\vec{r}, \vec{r}') J_z(z') dS' dS$$

محاسبه میشود.

شکل های زیر منحنی های امپدانس این آنتن را برای اندازه گیری و محاسبه نشان میدهد



شکل ۱۳-۷

منحنی ها نشان میدهد اگر چه امپدانس ، با فرکانس تغییر میکند، ولی فرکانس رزونانس تقریباً به طول پروب وابسته نیست. و این، امتیاز آن نسبت به آنتن مونوپل معمولی است. در شکل های زیر نیز وابستگی مقاومت تشعشعی این آنتن را نسبت به طول پروب و ضریب دی الکتریک نسبی نشان داده شده است..

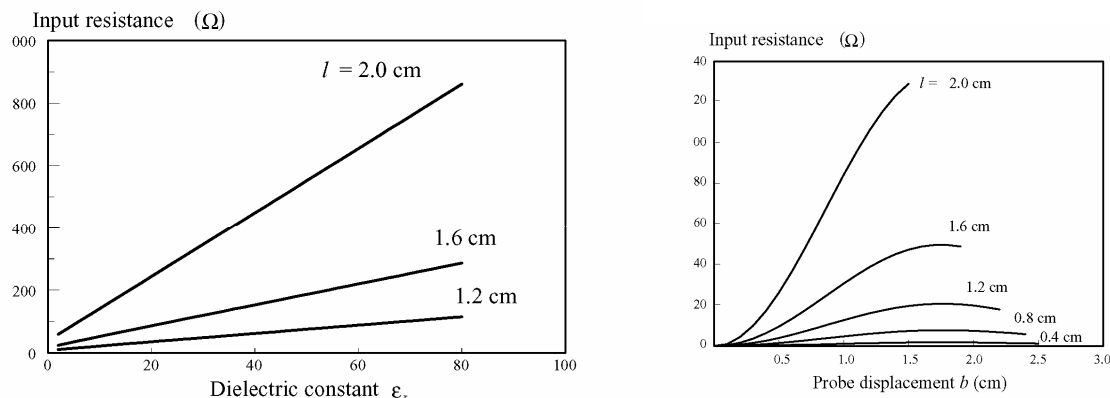


Fig. 1.11 Input resistance of the TE_{111} mode at resonance versus dielectric constant ϵ_r ; $a = 2.54$ mm, $b = 1.74$ mm, $f = f_{TE_{111}}$, $r_1 = 0.075$ mm.

Fig. 1.10 Input resistance calculated at TE_{111} -mode resonance versus probe displacement b ; $a = 2.54$ mm, $f = 1.88$ GHz, $\epsilon_r = 8.9$, $r_1 = 0.075$ mm. (From [35], reprinted with permission from IEEE)

شکل ۱۳-۸

در این مورد تابع گرین بصورت زیر بوده و روش تحلیل در مراجع آمده است

$$G_{TM_{101}} = \frac{-3\omega\mu_0}{2\pi k^3 r^2 r'^2} \cos^2 \theta \cos^2 \theta' [\Phi(kr')\Psi(kr) + \alpha_{TM} \hat{J}_1(kr')\hat{J}_1(kr)]$$

$$- \frac{3\omega\mu_0}{4\pi k^2 r^2 r'} \cos^2 \theta \sin^2 \theta' [\Phi'(kr')\Psi(kr) + \alpha_{TM} \hat{J}'_1(kr')\hat{J}_1(kr)]$$

$$- \frac{3\omega\mu_0}{4\pi k^2 r r'^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta' [\Phi(kr')\Psi'(kr) + \alpha_{TM} \hat{J}_1(kr')\hat{J}'_1(kr)]$$

$$- \frac{3\omega\mu_0}{8\pi k r r'} \sin^2 \theta \sin^2 \theta' [\Phi'(kr')\Psi'(kr) + \alpha_{TM} \hat{J}'_1(kr')\hat{J}'_1(kr)]$$

$$\alpha_{TM} = \frac{-1}{\Delta_{TM}} [\hat{H}_1^{(2)'}(ka)\hat{H}_1^{(2)}(k_0a) - \sqrt{\epsilon_r} \hat{H}_1^{(2)}(ka)\hat{H}_1^{(2)'}(k_0a)]$$

$$\Delta_{TM} = \hat{J}_1'(ka)\hat{H}_1^{(2)}(k_0a) - \sqrt{\epsilon_r} \hat{J}_1(ka)\hat{H}_1^{(2)'}(k_0a)$$

شکل های زیر نیز وابستگی امپدانس این مود را به فرکانس و ضریب دی الکتریک نسبی نشان میدهد

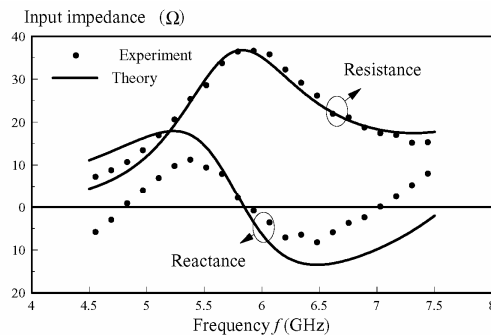
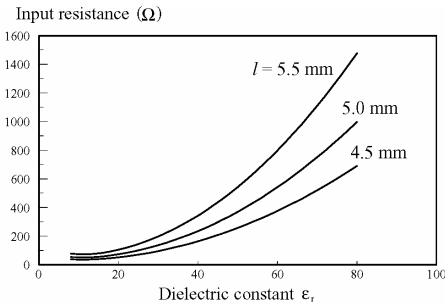


Fig. 1.12 Input impedance of the TM_{101} mode versus frequency: $a = 11.5$ mm, $b = 0.0$ mm, $l = 4.5$ mm, $\epsilon_r = 9.8$, $r_1 = 0.075$ mm.



Input resistance of the TM_{101} mode at resonance versus dielectric constant ϵ_r for different probe lengths: $a = 11.5$ mm, $b = 0.0$ GHz, $l = 4.5$ mm, $f = f_{TM_{101}}$, $r_1 = 0.63$ mm. (From [39], © 1993 John Wiley & Sons, Inc.)

شکل ۱۳-۹

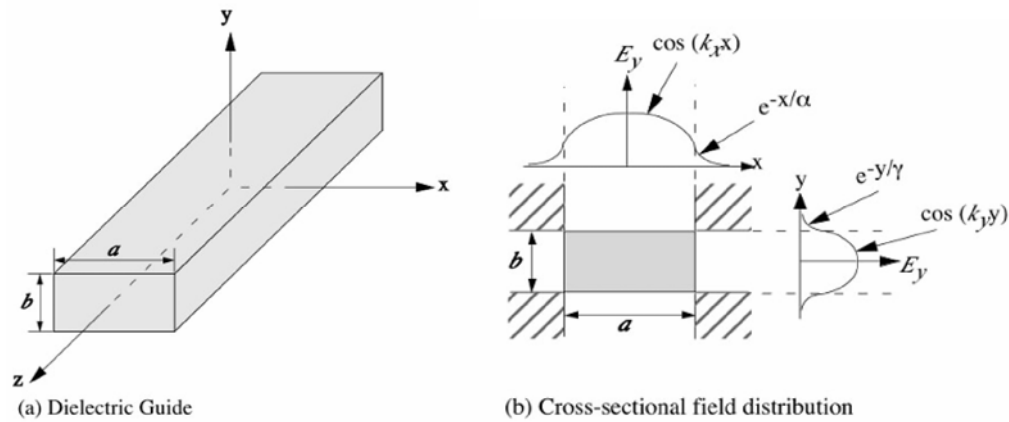
۱۳-۳-DR مستطیلی

بخاطر شکل لبه دار این نوع آنتن دی الکتریک، تحلیل آن مشکل تر بوده و معمولاً از مدل موجبر دی الکتریکی استفاده میشود. در این روش سقف و دو دیواره جانبی، از هادی مغناطیسی کامل گرفته شده و دو دیواره دیگر جانبی را هادی مغناطیسی غیر کامل در نظر میگیرند. کف هم که معمولاً روی هادی، برای تحریک است، هادی الکتریکی کامل است. سپس با روش بسط مودی، مود های TE, TM را حل میکنند. میدانهای داخل بصورت توابع سینوسی و میدانهای خارج بصورت توابع نمائی با افت در نظر گرفته میشوند. ثابت انتشار و ضریب تضعیف با اعمال شرایط حدی بدست می آیند. روش دیگر که دقیق تر بوده ولی زمان بیشتری را میگیرد روش تفاضلات جزئی در حوزه زمان (FDTD) است.

۱۳-۳-۱- مدل موجبر مستطیلی

مدل های نسبتا ساده ای برای تخمین فرکانس رزنانس، ضریب شایستگی و پرتو این آنتن ها بکار رفته است. البته این مدلها اطلاعات جالبی برای امیدانس به دست نمیدهند.

در این روش، مود میدان ها به TE_{mn}^y, TM_{mn}^y تقسیم میشوند. فرض میشود که میدان در داخل موجبر دارای تغییرات سینوسی بوده و در خارج آن بصورت نمائی تضعیف شود. برای سادگی محاسبات، میدان های مناطق سایه زده شده در شکل، صفر در نظر گرفته میشود.



شکل ۱۳-۱۰

با تطبیق میدان ها در شرائط حدی، ضرائب انتشار در جهات مختلف در داخل موجبر و ضرائب تضعیف (α, γ) در جهت های x, y در خارج موجبر، بصورت زیر خواهند بود.

$$k_z = \sqrt{\epsilon_r k_o^2 - k_x^2 - k_y^2}$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_r - 1)k_o^2 - k_x^2}}$$

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \left(1 + \frac{2}{ak_o\sqrt{\epsilon_r - 1}} \right)^{-1}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_r - 1)k_o^2 - k_y^2}}$$

$$k_y = \frac{n\pi}{b} \left(1 + \frac{2}{bk_o\sqrt{\epsilon_r - 1}} \right)^{-1}$$

$$k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} = \frac{2\pi f_o}{c}$$

برای مودهای *well guided*، میدان ها، بیشتر متمرکز در موجبر بوده و میتوان با تقریب نوشت:

$$k_x = \frac{m\pi}{a}$$

$$k_y = \frac{n\pi}{b}$$

این تقریب منجر به فرض دیواره هادی مغناطیسی کامل در $y = \pm b/2, x = \pm a/2$ است.

۱۳-۳-۲- مدل موجبر دی الکتریکی برای DRA مستطیلی

برای مدل کردن DRA، موجبر دی الکتریک را در $z = \pm d/2$ ، با دیواره هادی مغناطیسی قطع میکنیم. این به این معنی است که برای DRA جداگانه، ابعاد a, b, d بوده و در صورتیکه بالای صفحه زمین واقع شده باشد

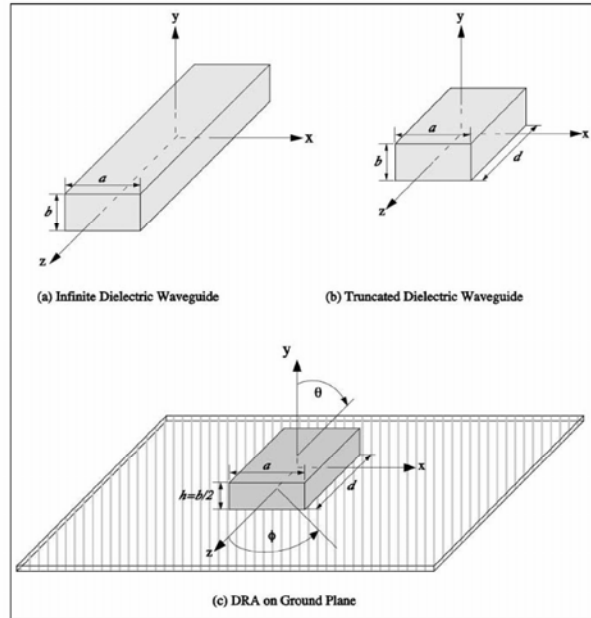


Figure 2.3 Geometry for the dielectric resonator antenna model.

شکل ۱۳-۱۱

۱۳-۳-۳- شکل میدان ها

برای آنتن مستطیلی با ابعاد $b < d, a$ ، پائین ترین مود $TE_{11\delta}^z$ است. با استفاده از مدل موجبر دی الکتریکی، میدان های داخل بصورت زیر است

$$H_x = \frac{(k_x k_z)}{j\omega\mu_0} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z)$$

$$H_y = \frac{(k_y k_z)}{j\omega\mu_0} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z)$$

$$H_z = \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{j\omega\mu_0} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z)$$

$$E_x = k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z)$$

$$E_y = -k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z)$$

$$E_z = 0$$

که در آن

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \epsilon_r k_o^2$$

$$k_z \tan(k_z d / 2) = \sqrt{(\epsilon_r - 1)k_o^2 - k_z^2}$$

است. δ تعدادی از نیم سیکل تغییرات میدان در جهت z بوده و برابر با $\delta = \frac{k_z}{\pi/d}$ است. این میدان ها مشابه میدان یک دی پل مغناطیسی است.

۱۳-۳-۴- فرکانس رزنانس

فرکانس رزنانس از کاربرد مقادیر داده شده در رابطه

$$k_z \tan(k_z d / 2) = \sqrt{(\epsilon_r - 1)k_o^2 - k_z^2}$$

به دست میآید. فرکانس نرمالیزه بصورت

$$F = \frac{2\pi a f_o \sqrt{\epsilon_r}}{c}$$

تعریف شده و برای ابعاد مختلف موجبر، از شکل زیر به دست میآید.

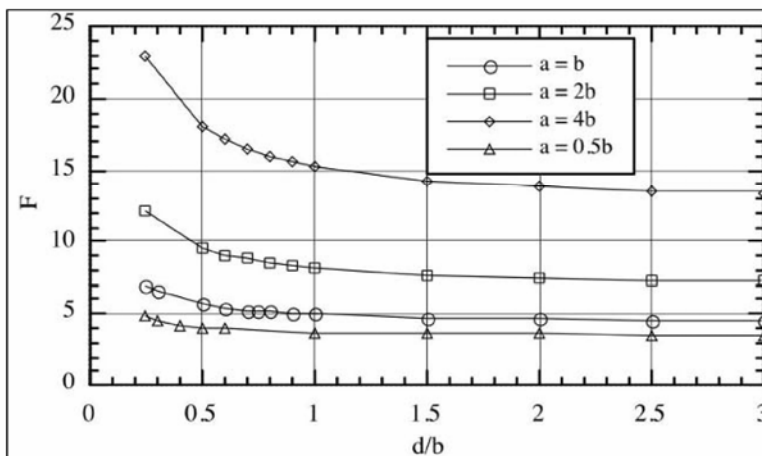


Figure 2.5 Normalised frequency of a rectangular DRA.

شکل ۱۳-۱۲

۱۳-۳-۵- مدل تشعشعی

توزیع میدان پائین ترین مود با روش موجبر دی الکتریکی، مشابه دی پل مغناطیسی است. شکل زیر این آنتن و معادل آن و هم چنین پرتو این آنتن را نشان میدهد.

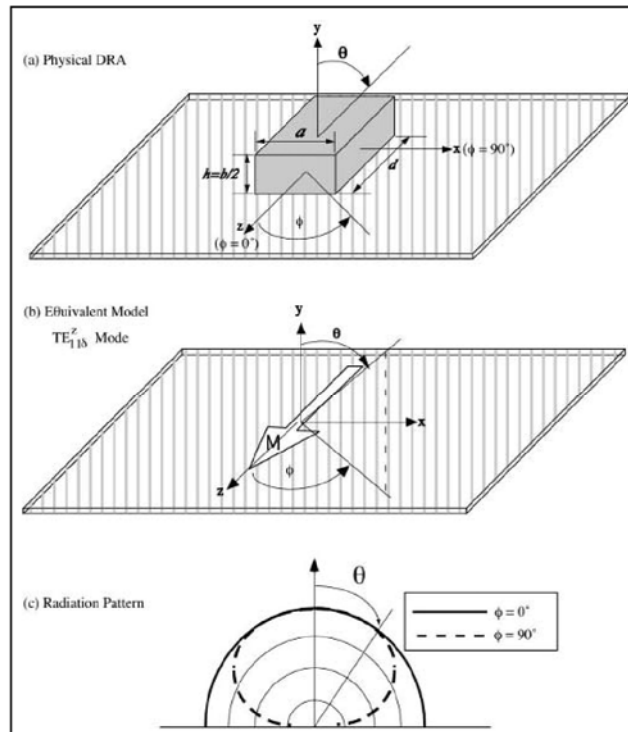


Figure 2.7 Radiation model of the rectangular DRA.

شکل ۱۳-۱۳

واضحست که چون صفحه زمین محدود است باید اثر لبه ها را با استفاده از روش *GTD* و یا سایر روشهای مشابه در نظر گرفت.

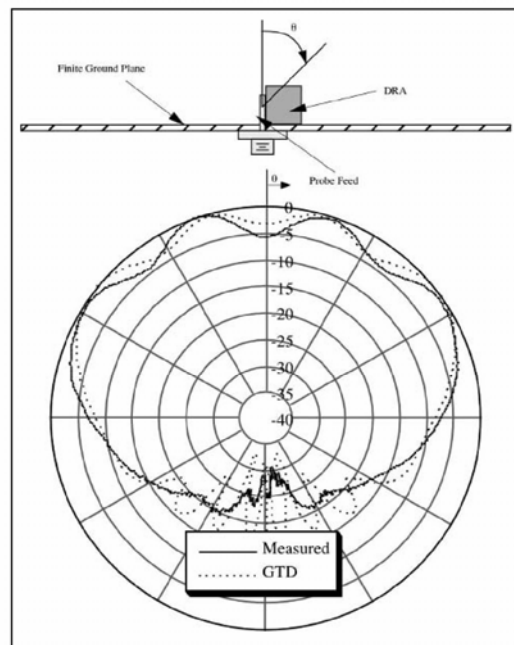


Figure 2.9 E-plane pattern of a DRA on a 30 cm ground plane at 3.7 GHz.

شکل ۱۴-۱۳

۱۳-۳-۶- روش های تحریک

در بررسی هائی که تا کنون انجام شده، فرض بر ایزوله بودن آنتن بوده و فرکانس رزونانس و ضریب شایستگی بدون در نظر گرفتن روش تحریک محاسبه شد. روش کوپلینگ میتواند اثر زیادی روی این خصوصیات داشته باشد. از قضیه هم پاسخی در امواج

$$\int_V (E_1 \cdot J_2 - H_1 \cdot M_2) dV = \int_V (E_2 \cdot J_1 - H_2 \cdot M_1) dV$$

متوجه میشویم برای این که تحریک با جریان الکتریکی J حد اکثر باشد، باید در محلی که E مقدارش زیاد است جاری شود. هم چنین برای حالتی که آنتن با حلقه جریان دار (یا جریان مغناطیسی) تحریک میشود، باید میدان مغناطیسی در آن محل زیاد باشد. بنابراین تحریک مناسب تر باید شکل میدان داخل آنتن دی الکتریک شناخته شده باشد.

۱- تحریک با پنجره شیاری

این پنجره مانند یک جریان مغناطیسی در امتداد آنتن عمل میکند. پنجره از یک اسلات در صفحه زمین مایکرواستریپ تشکیل شده است. با تغییر محل آنتن و اسلات میتوان امپدانس را تنظیم کرد. (شکل های زیر)

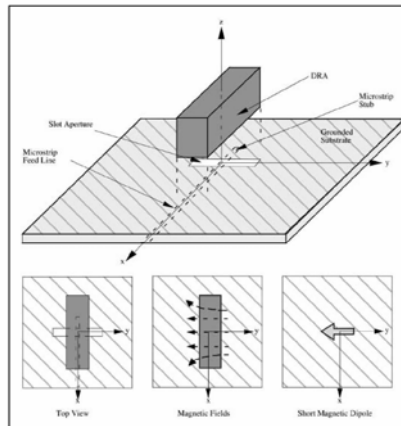


Figure 2.10 Aperture-fed DRA.

شکل ۱۳-۱۵

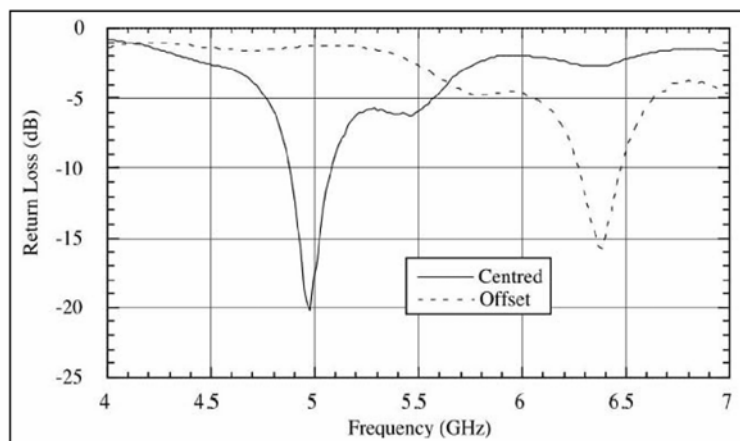


Figure 2.12 Measured return loss of aperture-fed DRA.

شکل ۱۳-۱۶

ب- تحریک با پروب هم محور

پروب میتواند کنار و یا داخل آنتن قرار گیرد و کوپلینگ به طول پروب و محل قرار گرفتن آن بستگی دارد. این نوع تحریک ساده و براحتی قابل اجرا است.

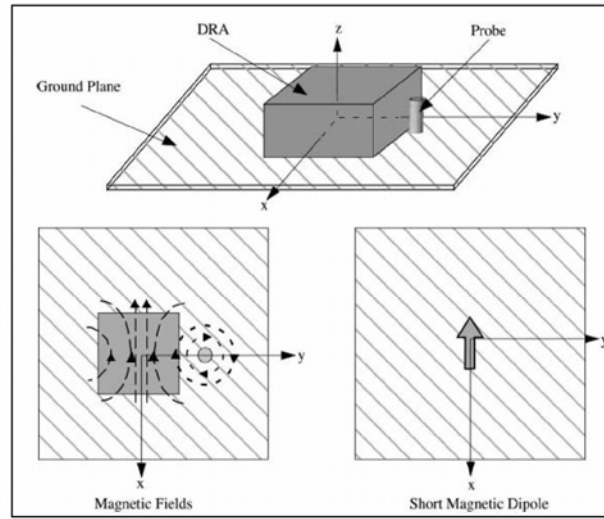


Figure 2.13 Probe-fed DRA.

شکل ۱۳-۱۷

ب- تحریک با میکرواستریپ

در این روش از مجاورت آنتن و میکرواستریپ استفاده میشود. کوپلینگ توسط جریان مغناطیسی لبه میکرواستریپ انجام میشود.

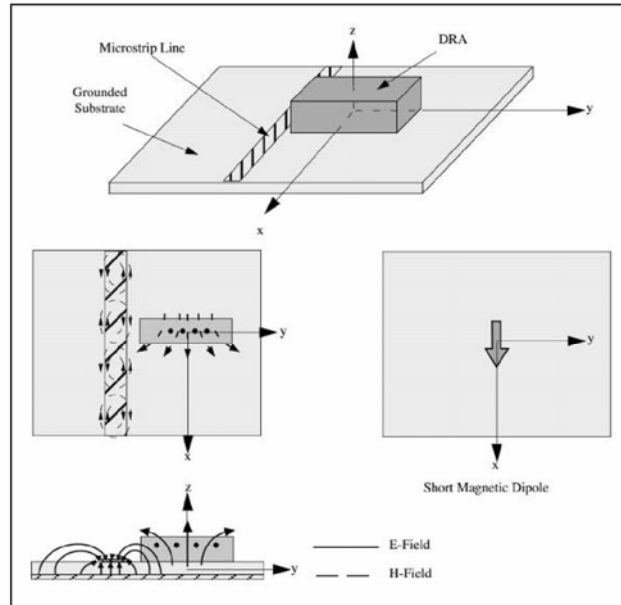


Figure 2.14 Microstrip-fed DRA.

شکل ۱۳-۱۸

ت-روش های دیگر تحریک

یک روش دیگر تحریک ، استفاده از خطوط هم صفحه، اسلات هم صفحه و استفاده از تصویر در دی الکتریک مطابق شکل های زیر است.

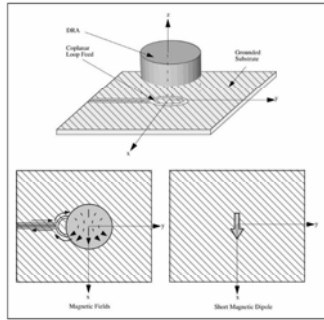


Figure 2.15 Co-planar loop-fed DRA. Adapted from [18] © 1991 IEEE. Reprinted with permission.

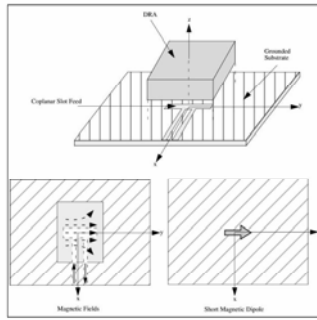


Figure 2.16 Co-planar slot-fed DRA.

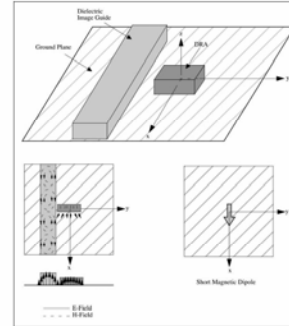


Figure 2.17 Dielectric image guide-fed DRA.

شکل ۱۳-۱۹

۱۳-۴-پلاریزاسیون متعامد در DRA ها

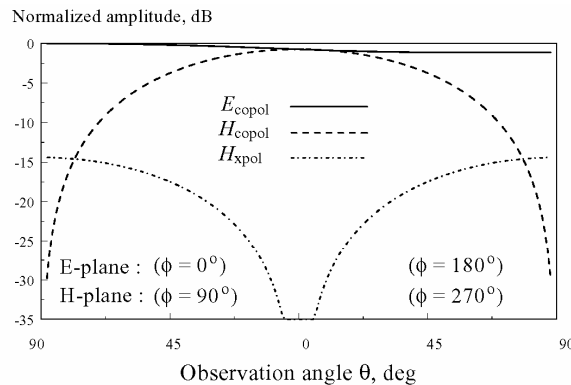
با بالا رفتن ضریب دی الکتریک، فرکانس رزونانس پائین آمده و بنابراین ابعاد آنتن کوچکتر خواهد شد. این کوچک شدن باعث افزایش میزان نسبت متعامد میشود. میدان های متعامد و هم پلاریزه ، با توجه به کل میدان های آنتن از روابط زیر محاسبه میشوند:

$$E_{\text{copol}} = E_{\theta} \cos \phi - E_{\phi} \sin \phi$$

$$E_{\text{xpol}} = E_{\theta} \sin \phi + E_{\phi} \cos \phi.$$

از رابطه بالا معلوم است که در $\phi = 0$ مقدار میدان هم پلاریزه همان E_{θ} بوده و در $\phi = 90$ مقدار میدان $-E_{\phi}$ است. با توجه به اینکه خصوصیات این نوع آنتن زیاد بستگی به شکل آن ندارد، بنابراین پلاریزاسیون متعامد را برای نوع نیمه کره ای بررسی میکنیم.

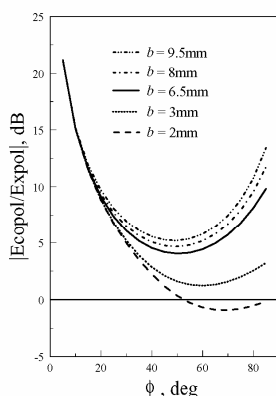
شکل زیر نشان میدهد که میدان مغناطیسی متعامد در جهت محور z ضعیف بوده و مقدار میدان الکتریکی قابل اغماض است.



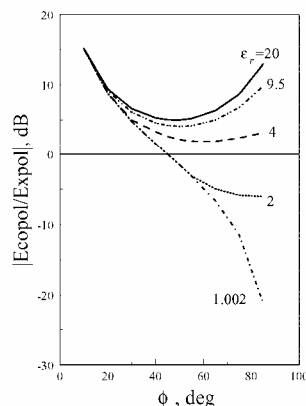
The co- and cross-polarised fields of the probe-fed hemispherical DRA: $a = 12.5$ mm, $b = 6.5$ mm, $l = 6.5$ mm, $r_1 = 0.5$ mm, $r_2 = 1$ mm, $\epsilon_r = 9.5$ and $f = 3.68$ GHz. (From [51], © 1999 IEEE)

شکل ۱۳-۲۰

هم چنین در شکل زیر نشان داده شده که با تغییر ϕ ، میدان متعامد، با بالا رفتن ضریب دی الکتریک کاهش یافته و با تغییر محل پروب نیز تغییر میکند.



The ratio E_{copol}/E_{xpol} versus ϕ for different probe displacements: $a = 12.5$ mm, $l = 6.5$ mm, $r_1 = 0.5$ mm, $r_2 = 1$ mm, $\epsilon_r = 9.5$ and $f = 3.68$ GHz. (From [51], © 1999 IEEE)



The ratio E_{copol}/E_{xpol} versus ϕ for different dielectric constants: $a = 12.5$ mm, $l = 6.5$ mm, $b = 6.5$ mm, $r_1 = 0.5$ mm, $r_2 = 1$ mm. (From [51], © 1999 IEEE)

شکل ۱۳-۲۱

۱۳-۵-DRAs با باند وسیع

محدودیت عرض باند بیشتر در مورد امپدانس مطرح است. البته پرتو، گین و پلاریزاسیون را نیز باید در نظر گرفت. در این بررسی فقط امپدانس مطرح میشود. روش های مختلفی برای بهبود عرض باند در این آنتن ها (همانند آنتن های مایکرواستریپ که رزنانسی بوده و دارای عرض باند کم هستند) بکار میرود. این روشها شامل کاهش ضریب شایستگی، کاربرد مدارات خارجی تطبیق و ترکیب چند رزنانس هستند.

با قراردادن چند آنتن روی هم و یا ایجاد فاصله هوائی بین آنها و یا زمین، میتوان باند فرکانسی را افزایش داد. وجود DRAs پارازیتیک و یا پیچ های پارازیتیک و هم چنین پوشش دی الکتریکی متفاوت روی DRAs نیز باعث افزایش باند امپدانس آنها میشود.

یکی از روشهای کاهش ضریب شایستگی، کم کردن ضریب دی الکتریک است، که این باعث کاهش فرکانس رزنانس و در نتیجه بزرگ تر شدن ابعاد آنتن میشود. در این روش کوپلینگ با پنجره مشکل تر شده و در کوپلینگ با پروب نیز طول پروب بلند خواهد شد، که این باعث افزایش تشعشع ناخواسته و متعامد توسط پروب میشود.

روش دیگر بار کردن آنتن است که تاثیرات آن در عرض باند کم است. در روش مدارات تطبیق، امپدانس ورودی بطور مناسب تری تطبیق میشود.

در روش استفاده از چند رزنانس، فرکانسهای رزنانس هر عنصر اندکی متفاوت بوده و بنابراین عرض باند مجموعه ساختار افزایش می یابد. در این روش هر آنتن میتواند بطور مستقل طرح شود و بنابراین انعطاف در طراحی بیشتر است. البته جاگیری آنتن بیشتر خواهد بود.

۱۳-۵-۱- بررسی عرض باند آنتن های مستطیلی و استوانه ای تکی

ابتدا عرض باند این آنتن ها را که بالای صفحه زمین قرار گرفته اند را بررسی میکنیم (شکل زیر).

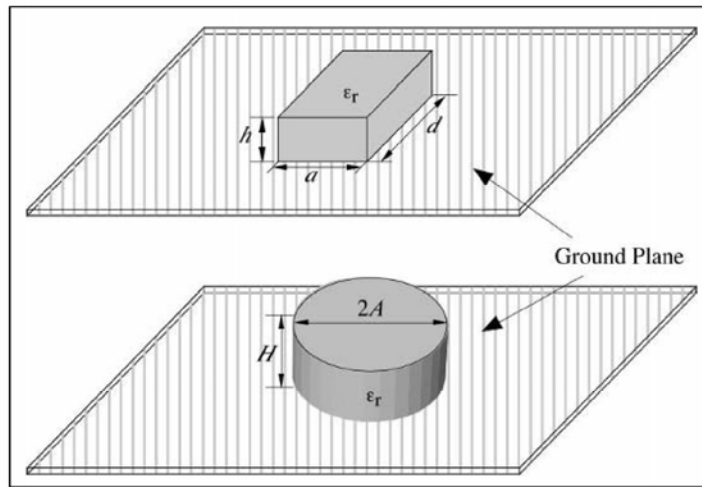


Figure 5.1 Rectangular and cylindrical DRAs mounted on a ground plane

شکل ۱۳-۲۲

شکل زیر عرض باند و حجم این آنتن ها ، برحسب نسبت طول (و قطر) آن ها به ارتفاعشان را نشان میدهد

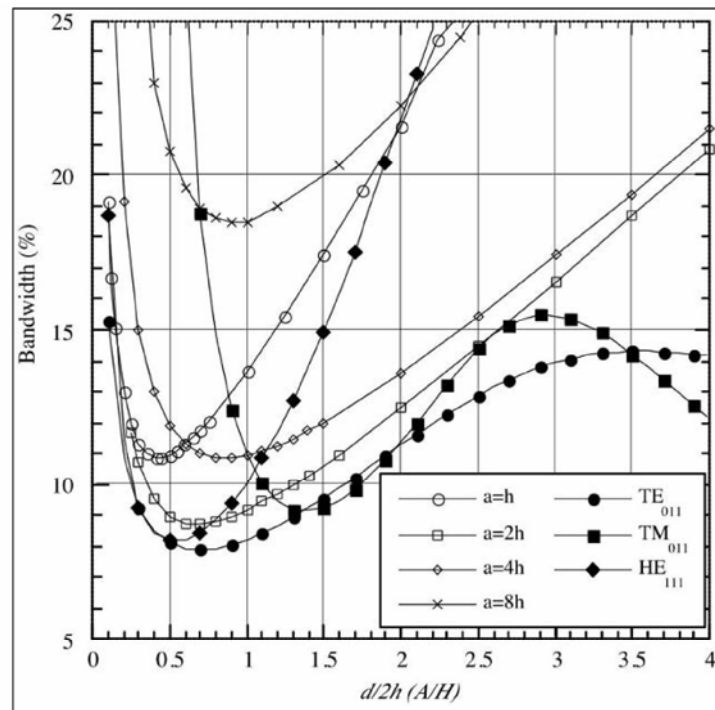


Figure 5.2 Bandwidth of simple rectangular and cylindrical DRAs with $\epsilon_r=10$ at 5 GHz

شکل ۱۳-۲۳

از این شکل مشخص میشود که با تغییر این نسبت ها ، میتوان بطور موثری عرض باند را (برای نوع مستطیلی) افزایش داد. هم چنین عرض باند همیشه با افزایش حجم اضافه نمی شود. البته این منحنی ها برای آنتن تنها است و ساختار کوپلینگ میتواند اثر قابل توجهی روی این خصوصیات داشته باشد.

۱۳-۵-۱-۱- بهبود عرض باند آنتن تکی

ایجاد فاصله هوایی بین آنتن و صفحه زمین و یا در داخل آنتن، میتواند عرض باند را بیشتر کند. البته این باعث تغییر فرکانس و کمی افزایش حجم خواهد شد. این کار در آنتن مستطیلی باعث کاهش ضریب دی الکتریک موثر آن شده و فرکانس رزونانس آن را افزایش میدهد. فاصله هوایی معمولاً با قرار دادن یک قطعه ابر، که ضریب دی الکتریک آن نزدیک هوا است، انجام میشود (شکل زیر).

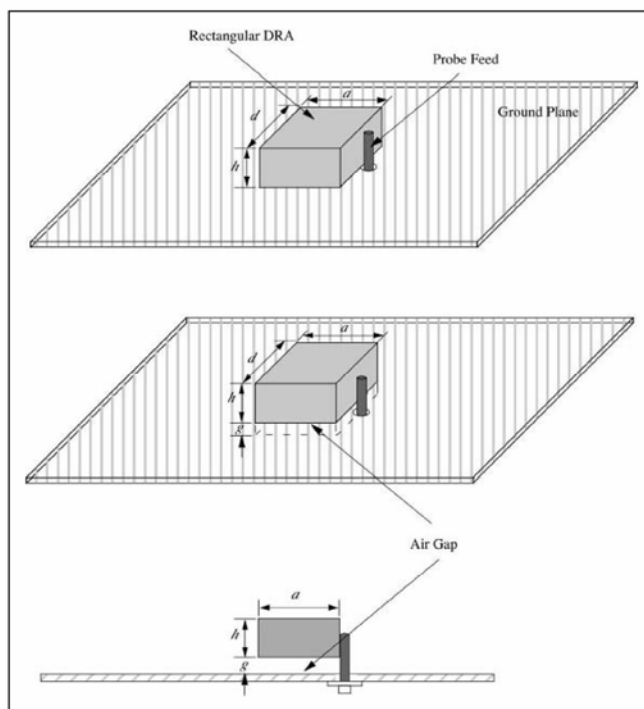


Figure 5.4 Probe-fed DRA with air gap

شکل ۱۳-۲۴

هم چنین میتوان از آنتن های حلقوی توخالی استفاده کرد (شکل زیر).

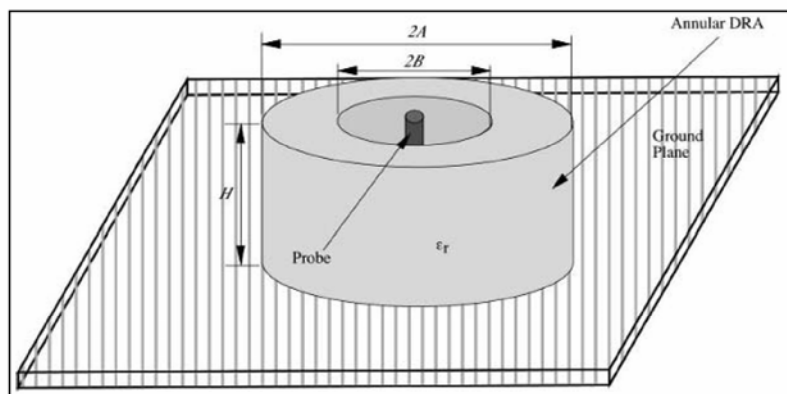


Figure 5.5 Probe-fed annular DRA

شکل ۱۳-۲۵

یک نوع آنتن مستطیلی بریده شده (*Notched*) است. تحریک توسط یک اسلات انجام میشود. این ساختار به همراه تصویر آن در صفحه زمین، مانند یک آنتن حلقوی مستطیلی عمل میکند.

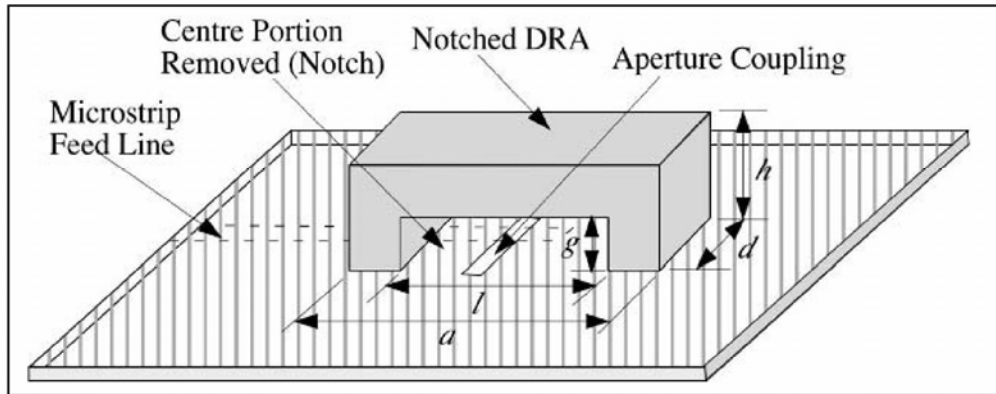


Figure 5.7 Geometry of the notched rectangular DRA. From [8] © 1998 IEEE. Reprinted with permission.

شکل ۱۳-۲۶

شکل های زیر برای آنتنی با مشخصات $(\epsilon_r = 10, a = 10\text{mm}, d = h = 3\text{mm}, l = 3, 5, 7\text{mm})$ منحنی های افت انعکاسی و پرتو را نشان میدهد.

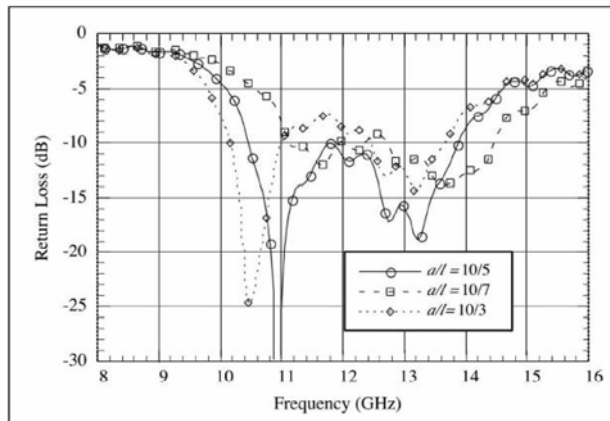


Figure 5.9 Return loss of the notched DRA for various ratios of a/l . From [8] © 1998 IEEE. Reprinted with permission.

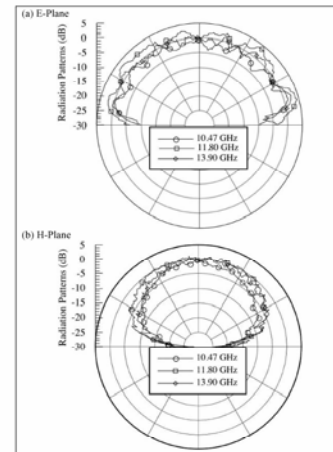


Figure 5.10 Normalised radiation patterns of the notched DRA with $a/l = 10/5$

شکل ۱۳-۲۷

با توجه به اینکه در فرکانسهای پائین، برای تحریک احتیاج به پنجره های بزرگ است، بنابراین از پروب استفاده میشود. در شکل زیر با چسباندن یک تسمه فلزی به سطح آنتن و چسبیده به پروب میتوان تطبیق را بهتر و عرض باند را بهبود بخشید.

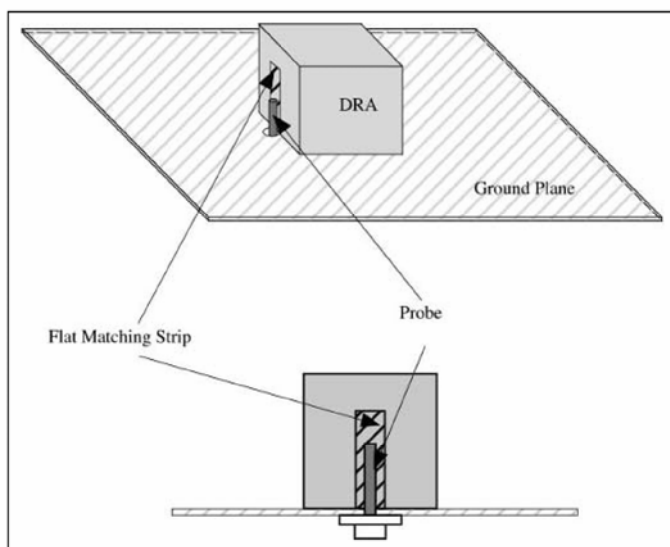


Figure 5.11 Impedance matching using a flat metal strip for a probe-fed DRA.

شکل ۱۳-۲۸

یک روش دیگر، قرار دادن یک قطعه دی الکتریک با ضریب دی الکتریک خیلی بالا در آنتن حلقوی مطابق شکل زیر است. منحنی زیر نیز افت انعکاسی این آنتن را نشان میدهد.

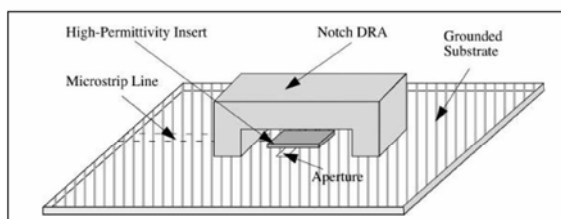


Figure 5.12 Aperture-fed notch DRA with high permittivity matching insert

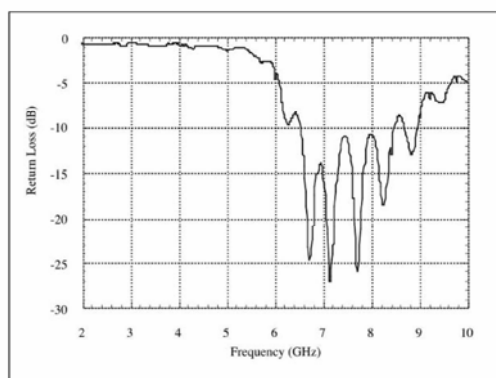


Figure 5.13 Return loss of dielectric-loaded notch DRA

شکل ۱۳-۲۹

۱۳-۵-۲- آنتن های چند قسمتی (Multi-section-DRA'S)

زیاد شدن ضریب دی الکتریک نسبی آنتن، باعث بهتر شدن کوپلینگ با مایکرواستریپ و یا پنجره شده ولی عرض باند را کاهش میدهد. آنتن های با ضریب دی الکتریک پائین هم دارای کوپلینگ کم و کاهش تشعشی هستند. برای بهبود میتوان از چندین آنتن با دی الکتریک های متفاوت که هر کدام دارای تشعشع کمی هستند استفاده کرد. در شکل زیر یک آنتن روی یک یا چند قطعه دی الکتریک با ضریب دی الکتریک خیلی بالا قرار گرفته و تطبیق امپدانس بهتر میشود

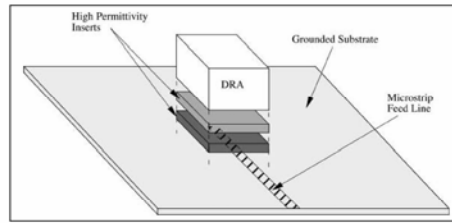


Figure 5.14 Exploded view of the multi-segment DRA

شکل ۱۳-۳۰

. منحنی افت انعکاسی و پرتو آنتن نیز در شکل های زیر آمده است.

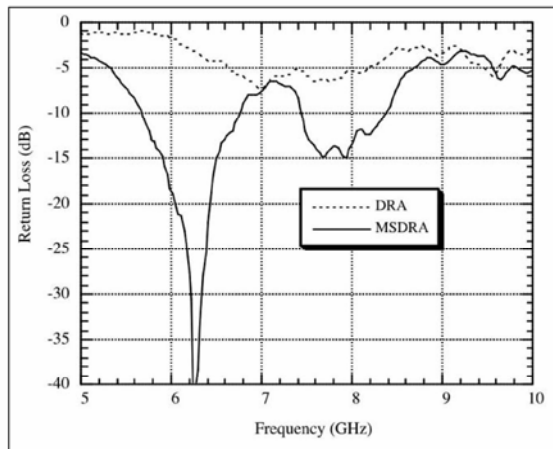


Figure 5.16 Return loss of a microstrip-fed DRA and MSDRA

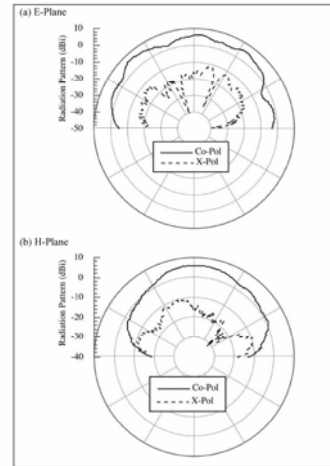


Figure 5.17 Radiation patterns of a MSDRA

شکل ۱۳-۳۱

یک روش دیگر استفاده از آنتن های پارازیتیک است. با توجه به اینکه هر آنتن میتواند دارای فرکانس رزونانسی متفاوت باشد، بنابراین مجموعه ساختار دارای باند فرکانسی بهتر خواهد بود(شکل زیر).

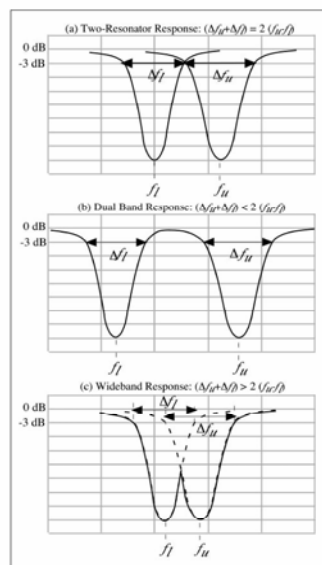


Figure 5.24 Dual band and wideband response for a two-DRA configuration

شکل ۱۳-۳۲

شکل زیر چنین آنتنی را نشان میدهد

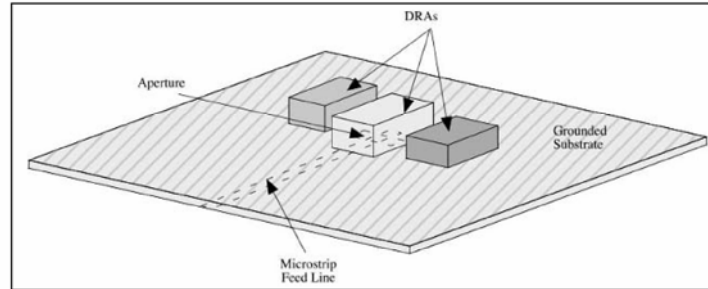


Figure 5.25 Wideband configuration using three DRAs

شکل ۱۳-۳۳

در شکل های زیر نیز منحنی افت انعکاسی و پرتو این آنتن ها نشان داده شده است.

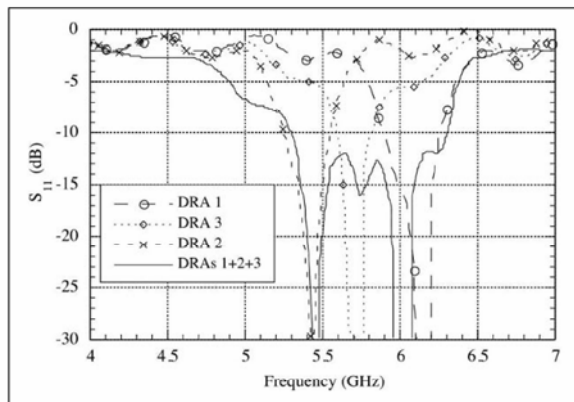


Figure 5.26 Return loss of the three-DRA configuration. From [24] © 1997 IEEE. Reprinted with permission.

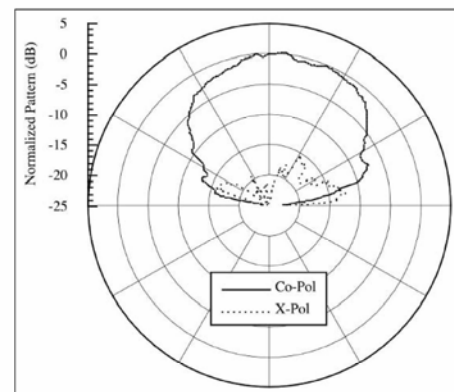


Figure 5.27 Measured H-plane pattern of the 3-DRA configuration. From [24] © 1997 IEEE. Reprinted with permission.

شکل ۱۳-۳۴

مطابق شکل زیر، میتوان این کار را با داخل هم قراردادن و یا رویهم قراردادن آنتن ها نیز انجام داد.

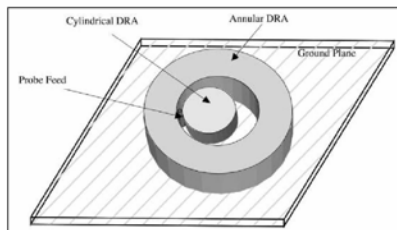


Figure 5.28 Annular DRA with embedded cylindrical DRA. Adapted from [27] © 1997 IEEE. Reprinted with permission.

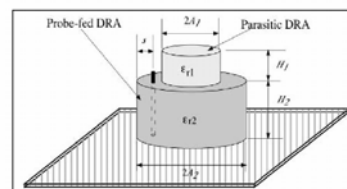
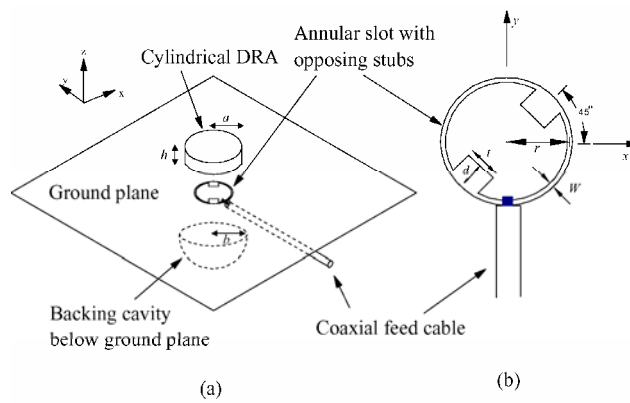


Figure 5.29 Stacked cylindrical DRAs. Adapted from [28] © 1989 IEEE. Reprinted with permission.

شکل ۱۳-۳۵

۱۳-۶- پلاریزاسیون دایروی

اساس کار تحریک دو مود هم ارز (degenerate) متعامد با اختلاف فاز ۹۰ درجه است. شکل زیر تحریک با اسلات حلقوی را برای یک آنتن سیلندری نشان میدهد. دو استاب در ۴۵ و ۲۲۵ درجه در این شکاف قرار دارد. یک پوشش نیم کروی برای جلوگیری از تشعشع از پشت اسلات در زیر آن قرار میگیرد.



The CP cylindrical DRA excited by the perturbed annular slot with a backing cavity. (a) Perspective view. (b) Perturbed annular slot with opposing stubs. (From [92], reprinted with permission from IEE)

شکل ۱۳-۳۶

در شکل های زیر افت عبوری و نسبت محوری پلاریزاسیون آنتن دیده میشود.

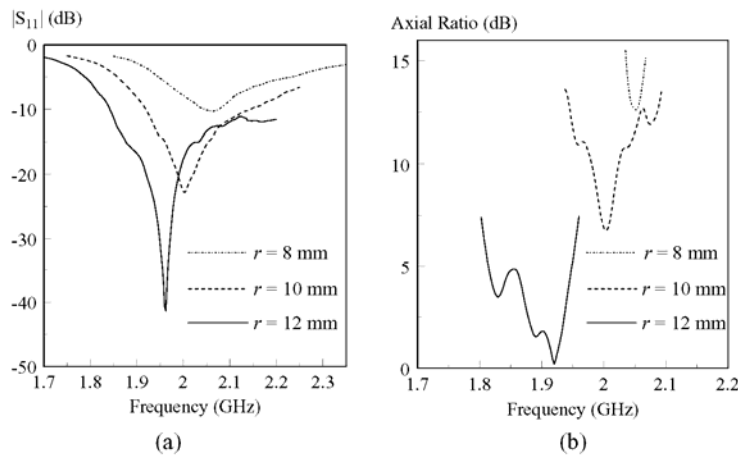
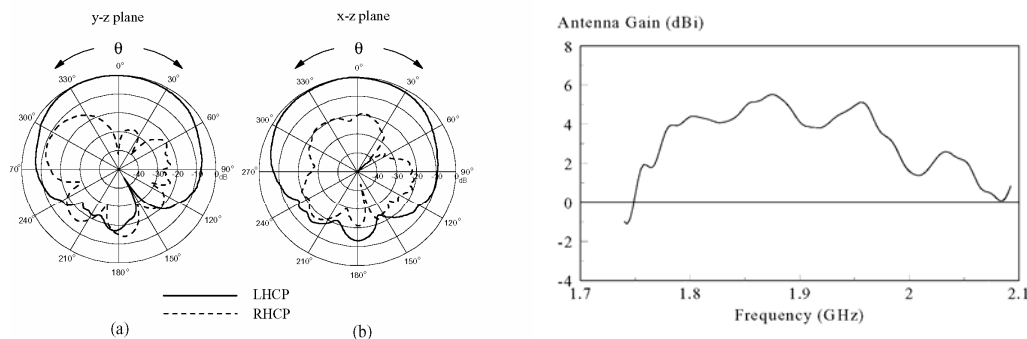


Fig. 1.25 Measured return loss and axial ratio against frequency for different slot radii: (a) Return loss; (b) Axial ratio. (From [92], reprinted with permission from IEE)

شکل ۱۳-۳۷

در شکل های زیر نیز منحنی های پرتو گین آنتن دیده میشود



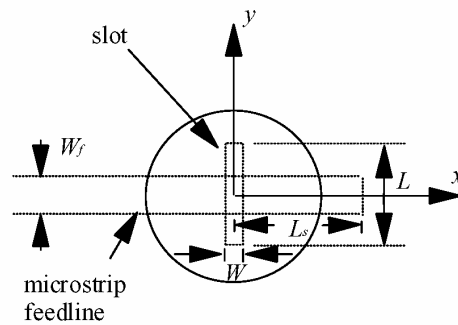
7 Measured radiation patterns at $f = 1.96$ GHz. The parameters are the same as in Fig. 1.25 with $r = 12$ mm. (a) y-z plane; (b) x-z plane. (From [92], reprinted with permission from IEE)

Measured antenna gain of the configuration. The parameters are the same as in Fig.1.25 with $r = 12$ mm. (From [92], reprinted with permission from IEE)

شکل ۱۳-۳۸

۱۳-۷- رشته آنتن های DRA

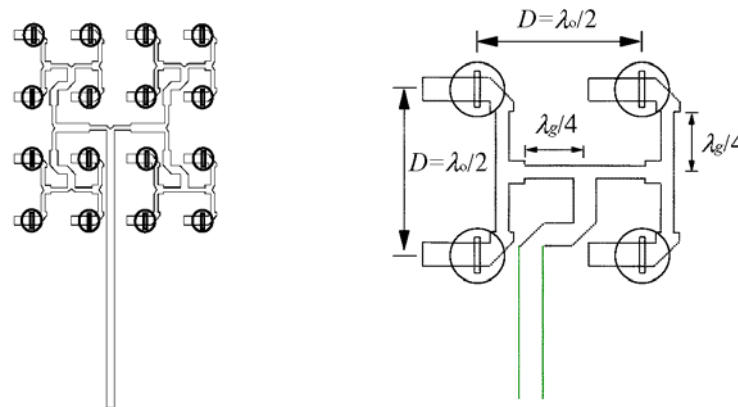
گین آنتن های DRA حدود ۵ دسی بل است و برای افزایش گین باید از رشته آنتن ها استفاده کرد. گروهی از این آنتن ها با اسلات تحریک میشوند.



Geometry of the single element aperture-coupled cylindrical DRA.

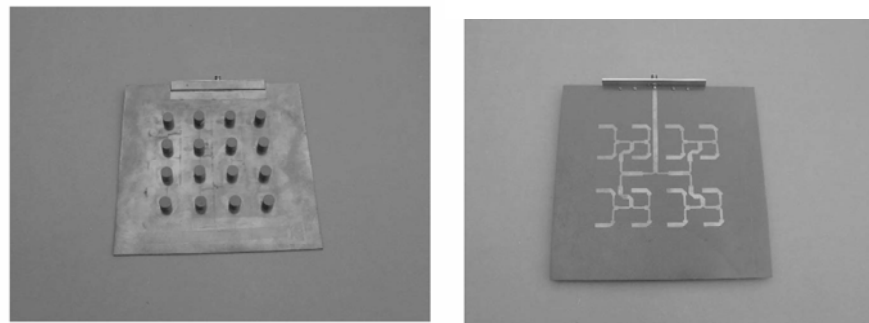
شکل ۱۳-۳۹

انواع ۲ در ۲ و ۴ در ۴ در شکل های زیر نشان داده شده است که دارای فاصله $\lambda/1$ هستند.



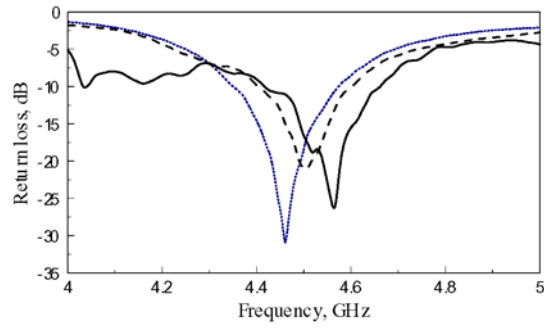
4x4 and 2x2 DRA arrays.

شکل ۱۳-۴۰



شکل ۱۳-۴۱

در شکل زیر افت انعکاسی آنتن واحد و رشته های ۴ و ۱۶ تایی نشان داده شده که نشان میدهد که عرض باند برای رشته ۴ تایی بیشتر است.



Comparison of the measured return losses. — Single element, - - - 2x2 subarray, — 4x4 array.

شکل ۱۳-۴۲

در شکل های زیر نیز پرتو این رشته آنتن ها نشان داده شده است.

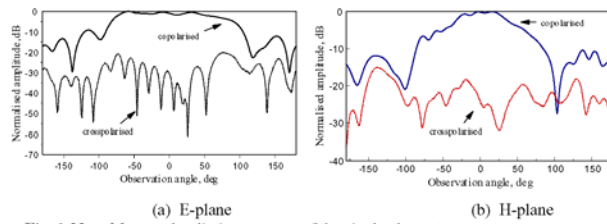


Fig. 1.33 Measured radiation patterns of the single element.

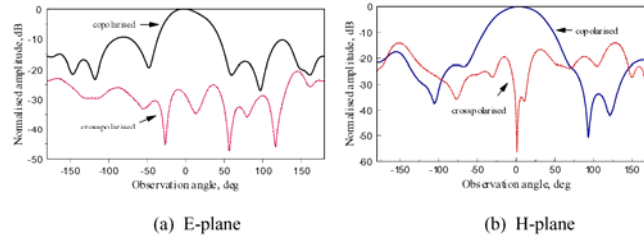


Fig. 1.34 Measured radiation patterns of the 2x2 subarray.

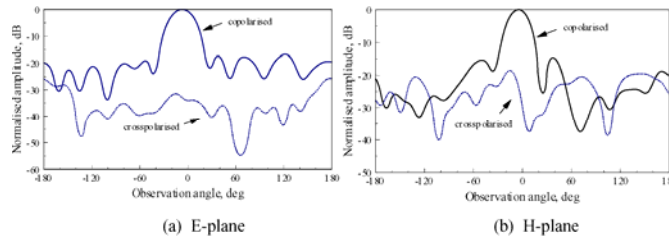


Fig. 1.35 Measured radiation patterns of the 4x4 array.

	E-plane Field Pattern		H-plane Field Pattern	
	3-dB Beamwidth, degree	Front-to-back Ratio, dB	3dB Beamwidth, degree	Front-to-back ratio, dB
Single-element DRA	148	11	75	14
2x2 DRA subarray	49	11	54	22
4x4 DRA array	26.7	22	24	22

Table 1.5 Summary of the radiation pattern characteristics.

Fig. 1.36 displays the overall comparison of the antenna gains for the single element, 2x2 subarray, and 4x4 array. The gain of the 4x4 array at its resonant frequency (4.56 GHz) is about 16 dBi, which is 5.2 dBi and 11.2 dBi higher than those of the 2x2 subarray and single element, respectively. Note that the gains are near their maximum values around the resonances, which is to be expected.

شکل ۱۳-۴۳

شکل زیر نیز نشان دهنده گین این آنتن ها است.

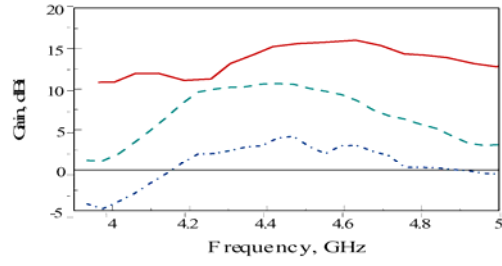


Fig. 1.36 Measured antenna gains. single element, ----- 2x2 subarray, ————— 4x4 subarray.

شکل ۱۳-۴۴

۱۴- آنتن نواحی فرنل (Fresnel zone antennas) [۲۵]

۱۴-۱- مقدمه

رفلکتور ها و عدسی ها معمولا دارای سطح با انحنا ، حجیم و سنگین و ساختار کانفورمال هستند، که با دقت در ساخت ، گین خیلی بالا و گلبرگهای خیلی پائین دارند.

در گروه دوم رشته آنتن ها هستند که نوع چاپی آن (رشته آنتن های میکرواستریپی) نازک و بدون تغذیه کننده بوده و در تولید انبوه، ارزان تمام میشوند. در این آنتن ها با بزرگ شدن آنتن ، افت هم به سرعت زیاد میشود.

در نوع دیگر، آنتن های ناحیه فرنل و جزو آنتن های رفلکتور و عدسی حساب میشوند. در این آنتن ها اساس کار ، تغییر فاز در سطح آنتن است که میتواند بصورت های مختلف اعمال شود. مثلا یک رفلکتور آفست ناحیه فرنل، میتواند روی دیوار و یا بام نصب شده، و یک عدسی آفست ناحیه فرنل، میتواند روی یک پنجره چاپ و یا حتی روی بدنه یک خودرو طراحی شود.

از مزایای این آنتن ارزان بودن ، نقل و انتقال و نصب آسان و گین خوب است. در فرکانسهای میکروویو قابل مقایسه با رشته آنتن میکرواستریپ است.

ساده ترین این نوع آنتن در قرن نوزدهم ساخته شد. اساس فکر این است که یک صفحه به قسمتهائی تقسیم میشود که سیگنال های تشعشع شده با اختلاف فاز $\pm \pi/2$ هستند. اگر امواج رسیده از سایر قسمتها حذف شده، و یا ۱۸۰ درجه تغییر فاز پیدا کنند، یک تمرکز تقریبی خوب ایجاد میشود.

با وجود سادگی، این نوع آنتن تا مدتی بعنوان یک وسیله نوری بکار میرفت. زیرا بهره کم (حدود ۲۰٪) و گلبرگهای فرعی بزرگی داشت و بنابراین با آنتن های بشقابی قابل مقایسه نبود. در ۱۹۴۸ ، Maddaus ، در فرکانس ۲۳ گیگاهرتز آنتنی با گلبرگ فرعی 17 dB - طرح کرد. در ۱۹۸۷ طراحی در فرکانس ۳۵ گیگاهرتز به بهره ۲۵٪ رسیدند. تا ۱۹۸۰ این آنتن ها جانشین ضعیفی برای آنتن های میکروویو بودند و از این سال کار روی این آنتن زیاد شد.

آنتن های اولیه از حلقه های دایروی تشکیل شده است که در نوع آفست آن حلقه ها بیضوی هستند. گرچه بهره این آنتن کم است، ولی برای حالتی که یک دیوار شفاف بزرگ ، مثل شیشه پنجره اتاق ، در دست باشد، بسیار مطلوبند. برای افزایش بهره میتوان هر حلقه را به حلقه های فرعی تقسیم کرد. هم چنین با کاربرد لایه های متعددو چاپ پرتوهای مختلف در لایه های متفاوت، میتوان وضع را بهبود بخشید. این آنتن ها را میتوان با روشهای عددی مثل ممان، تحلیل کرد.

۱۴-۲- صفحه نواحی فرنل افست

معمولی تری انواع این آنتن ، انعکاسی و یا عدسی نوع دایروی است که پرتو آن با روش نور فیزیکی تعیین میشود.

۱۴-۲-۱- نواحی فرنل دایروی

یک صفحه نواحی فرنل متشکل از نواحی حلقوی شفاف و یا تیره (بطور یک در میان) است که میتواند بصورت عدسی (حالت عبوری) و یا رفلکتور (حالت انعکاسی) عمل کند. مثلاً برای حالتی که این آنتن برای گیرندگی بکار میرود، در حالت عبوری امواج گذر کرده از قسمت های شفاف در کانون متمرکز شده، و در حالت انعکاسی، امواج منعکس شده از قسمت های هادی در کانون جمع میشوند. در حالت انعکاسی، با استفاده از یک صفحه با فاصله $\lambda/4$ پشت صفحات شفاف، میتوان اثر نواحی شفاف را نیز مانند اثر نواحی انعکاسی، همفاز و منعکس کرده و کار را بهبود بخشید.

در این آنتن ها اگر نواحی طوری طراحی شوند که میدانهای منعکسه در حالت انعکاسی (و یا عبور کرده در حالت عدسی) دارای فازی با حد اکثر اختلاف $\pm \pi/2$ نسبت به وسط حلقه باشد، میدان ها به طور مناسبی در نقطه کانون با هم جمع میشوند (شکل ۱۴-۱). برای این کار، باید فاصله کانون تا لبه نواحی متوالی، مضاربی از $\lambda/2$ باشد، یعنی

$$R_n = f + n\lambda/2 \quad (1-14)$$

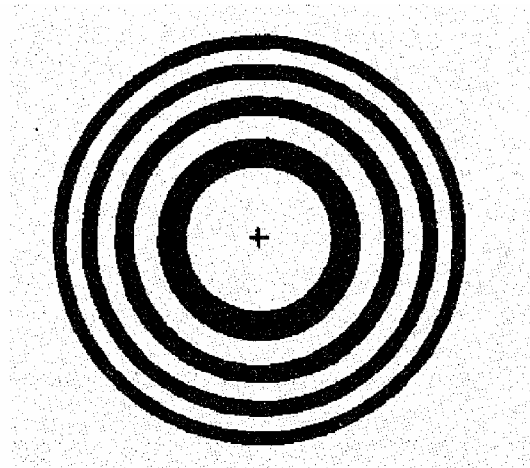


Fig. 2.1 Illustration of a circular zoneplate.

شکل ۱۴-۱

که f فاصله کانونی و R_n فاصله کانون تا لبه ناحیه n ام است. اختلاف راه $\lambda/2$ و اختلاف فاز 180° درجه بعلت انعکاس باعث میشود که انعکاسات هم فاز شوند. به سادگی میتوان نشان داد که شعاع n امین ناحیه برابر است با:

$$\rho_n = \frac{n\lambda}{2} \sqrt{1 - \frac{4f}{n\lambda}} \quad (2-14)$$

است. سطح ناحیه پوشیده شده n امین ناحیه برابر است با

$$A_n = \pi(\rho_n^2 - \rho_{n-1}^2) = \pi\lambda\left(f + \frac{\lambda}{4}\right) + \frac{n\pi\lambda^2}{2} \quad (3-14)$$

رابطه بالا نشان میدهد که سطح هر ناحیه بطور خطی با عدد n آن ناحیه وابسته است. ضمناً نسبت عبارت اول به دوم در رابطه بالا برابر با $\frac{n\lambda}{2(f + \lambda/4)}$ است. در عمل، فاصله کانونی f خیلی بزرگتر، حد اقل 10 برابر طول موج است و نسبت بالا برابر با $\frac{n\lambda}{f}$ شده و بنابراین نشان میدهد که برای ناحیه های پائینی تقریباً سطح همه حلقه ها مساوی و برابر با $A_n \approx \pi\lambda\left(f + \frac{\lambda}{4}\right)$ بوده و اثر یکسان دارد. ضمناً ابعاد پنجره نیز بیش از چند طول موج نیست.

۱۴-۲-۲- نواحی فرنل بیضوی

گرچه نواحی دایروی طراحی و ساخت ساده ای دارد، ولی بعلت وجود سایه تغذیه کننده در نوع انعکاسی و اینکه در محور عمود قرار گرفته، و نمیتواند روی دیوارها و یا شیشه ها، که نسبت به جهت موج مایل هستند، نصب شود، دارای اشکالاتی است. برای این کار از ساختار با افست استفاده میشود که دارای نواحی و حلقه های بیضی شکل بوده و زاویه تابش موج، و قرار گرفتن تغذیه کننده نسبت به محور عمود بر صفحه، با هم مساوی است. این طرح میتواند دارای انواع ساده، رفلکتور یا صفحه معکوس کننده فاز و یا صفحات تقسیم فاز باشد.

نیاز اولیه آن است که اختلاف مسیر از نواحی مختلف $n\lambda/2$ باشد. در مختصات مستطیلی این منجر به پارابولوئیدهای هم کانون و هم محور خواهد شد. یعنی

$$x'^2 + y'^2 = 4f_n(z' + f_n) \quad (4-14)$$

که $f_n = n\lambda/4$ فاصله کانونی n امین پارابولوئید است.

میدانیم که پارابولوئید، امواج کروی منبع، در کانون آن را به امواج صفحه ای با انتشار در جهت محور آن، تبدیل میکند (شکل ۱۴-۲).

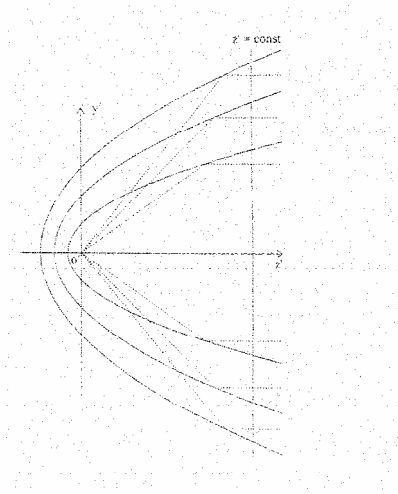


Fig. 2.2 A set of confocal paraboloids cut by a plane perpendicular to the axis.

شکل ۱۴-۲

روی صفحه ای با $z' = cte$ و عمود بر محور پارابولوئیدها، میدان های منعکس شده از n امین پارابولوئید، راهی برابر با $n\lambda/2$ ، با اضافه یک مقدار ثابت، که طول مسیر است راطی خواهد کرد. بنابراین امواج صفحه ای ایجاد شده در اثر دو پارابولوئید متوالی بدون توجه به اینکه انعکاس از کجا اتفاق می افتد، به اندازه $\lambda/2$ اختلاف راه خواهد داشت. برای تعیین محدوده نواحی این آنتن افست، فرض کنید که این پارابولوئیدها را با یک صحنه مایل که با محور z' در نقطه o برخورد کرده (به طوری که بردار یکه عمود بر صفحه با محور z' زاویه α را بسازد) (شکل ۱۴-۳) قطع کرده باشیم. این صفحه پارابولوئیدها را در نقاطی قطع میکند. چون تمام نقاط قطع روی پارابولوئیدهای هم کانون هستند، بنابراین میدان هائی از محل تقاطع های متوالی منعکس میشوند به اندازه $\lambda/2$ اختلاف راه دارند. بنابراین محدوده نواحی آنتن افست از محل قطع این صفحه با این پارابولوئیدها به دست می آید.

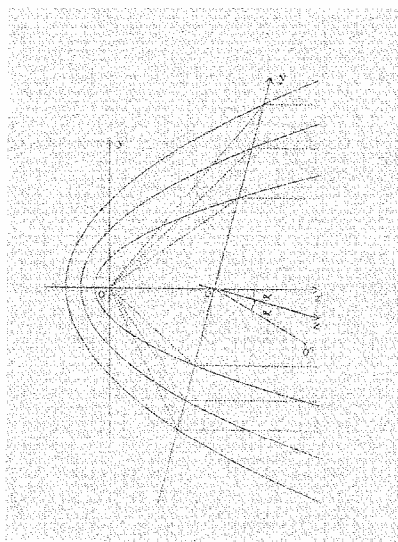


Fig. 2.3 A set of confocal paraboloids cut by a skew plane.

شکل ۱۴-۳

پس برای تعیین محدوده نواحی ، کافی است صفحه ای که میخواهیم نواحی در آن واقع باشند، را انتخاب کرده و خطی در جهت تشعشع ماکزیمم مورد نظر رسم کنیم . با این خط که جهت آن را z' میگیریم و نقطه ای در پشت صفحه به عنوان نقطه کانون و ضمناً مبداء مختصات متعامد سیستم با معادله پارابولویید ، گروهی از پارابولویید دیوار را مشخص میکند . خطوط تقاطع بین این پارابولویید ها و صفحه مرجع محدوده نواحی را مشخص کرده و فاصله بین نقطه کانون و نقطه تقاطع oo' فاصله کانونی را تعیین میکند.

برای به دست آوردن عبارت صریح برای محدوده نواحی، مختصات متعامد جدیدی با محور z' در جهت عمود بر صفحه نواحی محور y در جهت خط تقاطع صفحه مرجع و صفحه $z'y'$ در نظر میگیریم (شکل ۱۴-۳).

در صفحه $z=0$ که صفحه نواحی قرار گرفته ، داریم

$$\begin{aligned}y' &= y \cos \alpha \\x' &= x \\z' &= y \sin \alpha + f\end{aligned}\quad (۴-۱۴)$$

که f فاصله کانونی و α زاویه صفحه است. با قراردادن معادلات ۲-۶ در ۲-۴ خواهیم داشت

$$x^2 / b^2 + (y - c)^2 / a^2 = 1 \quad (۵-۱۴)$$

که در آن

$$\begin{aligned}a &= b / \cos \alpha \\b &= [nf\lambda + (n\lambda/2)^2 (1 + \tan^2 \alpha)]^{1/2} \\c &= 2f_n \tan \alpha / \cos \alpha\end{aligned}\quad (۶-۱۴)$$

این یک بیضی با قطرهای b, a و به مرکز $(c, 0, 0)$ بوده و میزان خارج از مرکزی آن

$$e = \sin \alpha. \quad (۷-۱۴)$$

است. عبارت بالا نشان میدهد که همه محدوده های نواحی بیضوی یک صفحه نواحی با زاویه تمایل α دارای یک مقدار خارج از مرکزی هستند. شکل ۱۴-۴ نشان میدهد که با یک فاصله کانونی ثابت ، افزایش α عرض نواحی را در قسمت بالائی بیشتر میکند.

از مزایای آنتن آفست آن است که میتواند روی دیوار یک ساختمان و یا یک وسیله نقلیه نصب شود.

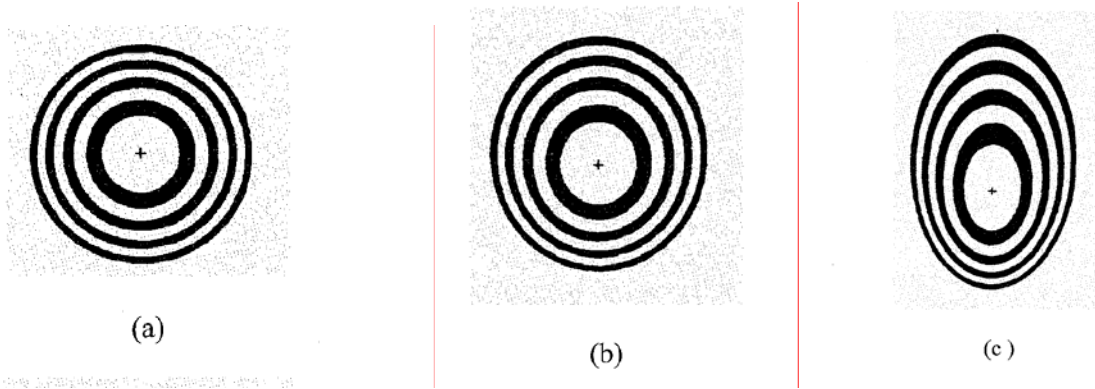


Fig. 2.4 Zonal patterns with different offset angles: (a) 0°, (b) 25° and (c) 50°.

شکل ۱۴-۴

جهت محور z' ، جهت آنتن فرستنده، مثلاً ماهواره را مشخص میکند. اگر چه تحلیلی بالا برای آنتن عبوری بود ولی در آنتن انعکاسی نیز روشه همین بوده و فقط نقطه کانون در محل تصویر آن نسبت به صفحه آنتن قرار میگیرد.

۲-۳- تشعشع از آنتن نواحی فرنل

برای سهولت فرض میکنیم که قسمت اطراف عدسی فرنل از هادی با ابعاد بینهایت پوشانده شده باشد (شکل ۱۴-۵). وقتی این آنتن با یک فید تغذیه میشود، تشعشع اصلی از پنجره های نواحی فرنل است که میتوان آن ها را با جریانهای مغناطیسی

$$J_m = -n \times E_s \quad (\text{over transparent zones})$$

$$n = \cos\alpha \ z - \sin\alpha \ y$$

جایگزین کرد

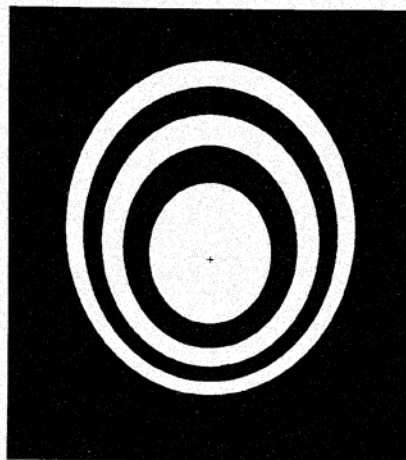


Fig. 2.8 Theoretical model of an offset Fresnel zone lens.

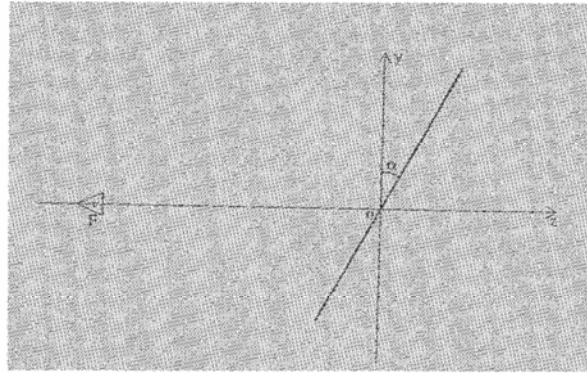


Fig. 2.7 Illustration of the co-ordinates for analysing a Fresnel lens.

شکل ۱۴-۵

با توجه به اینکه ابعاد آنتن فرنل نسبت به طول موج بزرگ است، میدان روی سطح، همان میدان فید است به طوری که

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_f \quad (\text{over transparent zones})$$

اگر میدان فید بصورت

$$\mathbf{E}_f = \exp(-jkR)/R (\theta E_\theta \sin\phi + \phi E_\phi \cos\phi).$$

در نظر گرفته شود، جریان مغناطیسی روی سطح برابر است با

$$\mathbf{J}_m = xJ_{mx} + yJ_{my} + zJ_{mz}$$

$$= \exp(-jkR)/R \{ x[(\cos\alpha \cos\theta \sin\phi - \sin\alpha \sin\theta) \sin\phi E_\theta + \cos\alpha \cos^2\phi E_\phi] \\ + y \cos\alpha \sin\phi \cos\phi [-\cos\theta E_\theta + E_\phi] + z \sin\alpha \sin\phi \cos\phi [-\cos\theta E_\theta + E_\phi] \} \quad (۸-۱۴)$$

با تبدیل مختصات مستطیلی به قطبی خواهیم داشت

$$R = [x^2 + y^2 + (f + y \tan\alpha)^2]^{1/2}$$

$$\theta = \tan^{-1}[(x^2 + y^2)^{1/2} / (f + y \tan\alpha)]$$

$$\phi = \tan^{-1}(y/x).$$

عبارت (۸-۱۴) نشان میدهد که

$$J_{mz} = \tan\alpha J_{my}.$$

و تشعشع از جریان مغناطیسی بصورت زیر است

$$\mathbf{E} = jk/(2\pi r \cos\alpha) \exp(-jkr) \int_S \{ J_{mx} (\zeta \sin\psi + \psi \cos\zeta \cos\psi) \\ - J_{my} [\zeta \cos\psi + \psi (\tan\alpha \sin\zeta - \cos\zeta \sin\psi)] \} \\ \exp\{jk[x \sin\zeta \cos\psi + y(\sin\zeta \sin\psi + \tan\alpha \cos\zeta)]\} dx dy \quad (۹-۱۴)$$

که (r, ζ, ψ) مربوط به مختصات کروی وابسته به مختصات مستطیلی (x, y, z) هستند. با توجه به آن چه در مبحث پلاریزاسیون متعامد دیدیم، بردارهای یکه میدان های هم پلاریزه متعامد بصورت زیرند

$$e_1 = (\zeta \sin \psi + \psi \cos \psi)$$

$$e_2 = (\zeta \cos \psi - \psi \sin \psi).$$

که با ضرب معادلات میدان بدست آمده از رابطه (۹-۱۴) و e_1 و e_2 مقادیر میدانهای هم پلاریزه و متعامد بدست میآیند.

$$E_{co} = jk/(2\pi r \cos \alpha) \exp(-jkr) \int_S \{ J_{mx} (\sin^2 \psi + \cos \zeta \cos^2 \psi) - J_{my} \cos \psi [\sin \psi (1 - \cos \zeta) + \tan \alpha \sin \zeta] \} \exp\{jk[x \sin \zeta \cos \psi + y(\sin \zeta \sin \psi + \tan \alpha \cos \zeta)]\} dx dy$$

$$E_{cross} = jk/(2\pi r \cos \alpha) \exp(-jkr) \int_S \{ J_{mx} \cos \psi \sin \psi (1 - \cos \zeta) - J_{my} [(\cos^2 \psi + \cos \zeta \sin^2 \psi) - \tan \alpha \sin \zeta \sin \psi] \} \exp\{jk[x \sin \zeta \cos \psi + y(\sin \zeta \sin \psi + \tan \alpha \cos \zeta)]\} dx dy$$

معادلات بالا نشان میدهد که مولفه x جریان مغناطیسی که مربوط به مولفه y میدان الکتریکی میشود؛ اثری روی پلاریزاسیون متعامد در میدانهای E و H ندارد. و برعکس مولفه y جریان که از مولفه x میدان حاصل میشود دخالتی در میدان هم پلاریزه نمیکند. وقتی میدان دارای پلاریزاسیون خالص در جهت y است، داریم

$$J_m = x f(\theta, \phi) (\cos \alpha \cos \theta - \sin \alpha \sin \theta \sin \phi) \exp(-jkr)/R.$$

و میدان بصورت زیر ساده میشود

$$E_{co} = jk/(2\pi r \cos \alpha) \exp(-jkr) (\sin^2 \psi + \cos \zeta \cos^2 \psi) \int_S \{ J_{mx} \exp\{jk[x \sin \zeta \cos \psi + y(\sin \zeta \sin \psi + \tan \alpha \cos \zeta)]\} dx dy$$

$$E_{cross} = 2jk/(\pi r \cos \alpha) \exp(-jkr) \sin \psi \cos \psi (1 - \cos \zeta) \int_S \{ J_{mx} \exp\{jk[x \sin \zeta \cos \psi + y(\sin \zeta \sin \psi + \tan \alpha \cos \zeta)]\} dx dy.$$

این معادلات میدان با پلاریزاسیون متعامد صفر روی صفحات E و H را میدهد. برای اینکار باید معادله تشعشی فید بصورت زیر باشد.

$$E_\theta = f(\theta, \phi)$$

$$E_\phi = f(\theta, \phi) \cos \theta$$

باید توجه داشت که چون سطح عدسی فرنل صاف است، پرتو بهینه فید آن با آنتن بشقابی به اندازه $\cos(\theta)$ تفاوت دارد. در این تحلیل از اثر لبه های آنتن صرف نظر شده است که البته تفرق از این لبه ها باعث ایجاد پلاریزاسیون متعامد خواهد شد.

برای تعیین میدان ها باید انتگرال زیر حل شود

$$I(\zeta, \psi) = \int_S J_{mi}(x,y) \exp[j(u(\zeta, \psi)x + v(\zeta, \psi)y)] dx dy$$

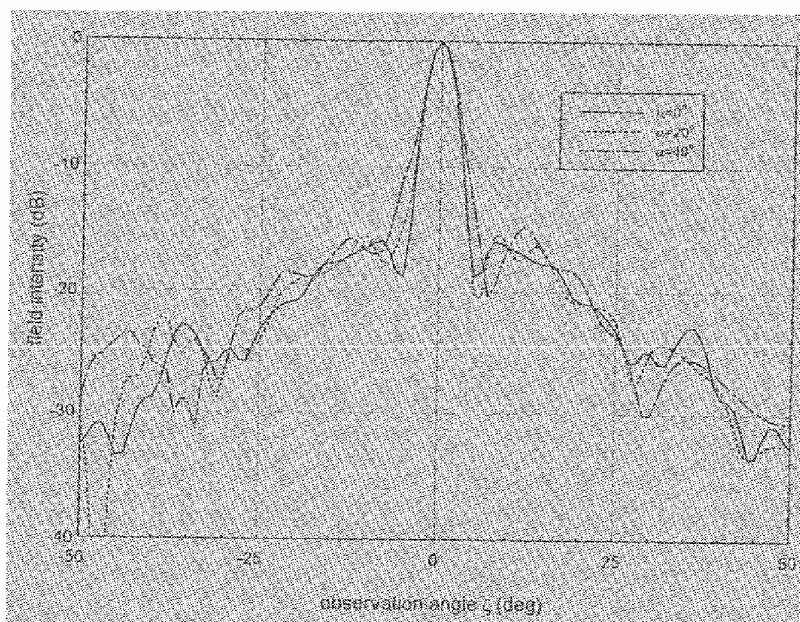
که i مولفه x و یا y جریان مغناطیسی بوده و

$$u(\zeta, \psi) = k \sin \zeta \cos \psi$$

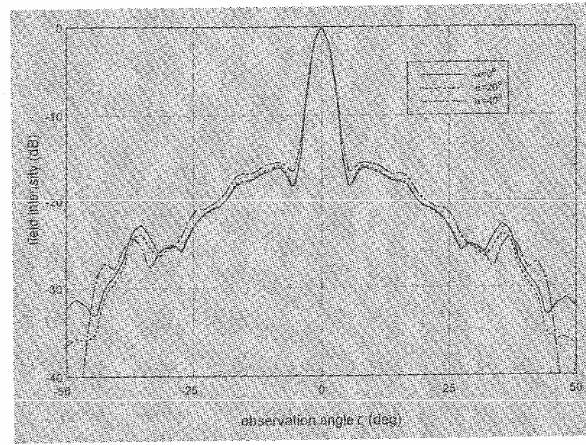
$$v(\zeta, \psi) = k(\sin \zeta \sin \psi + \tan \alpha \cos \zeta).$$

است (برای بررسی دقیق تر موضوع به مرجع اصلی مراجعه شود)

شکل (۱۴-۶) میدان های صفحه E و H یک عدسی فرنل آفست را با زوایای افست متفاوت نشان میدهد. عدسی از ۴ ناحیه شفاف با R_p ثابت ۰.۳ متر تشکیل شده و فرکانس ۱۰.۳۹ گیگا هرتز است. ابعاد فید $۴.۱ * ۲.۸$ سانتیمتر است. پرتو در زاویه بین -۵۰ و $+۵۰$ درجه بررسی شده است.



(a) *E-plane patterns*



(b) *H*-plane patterns.

Fig. 2.9 Co-polarised patterns of a Fresnel lens with fixed width and different offset angles.

شکل (۶-۱۴)

برای پرتو در صفحه E وقتی زاویه آفست از صفر به 20° و 40° تغییر میکند عرض لوب نصف قدرت تقریباً ثابت مانده و دامنه لوب فرعی از 15.9 به 14.8 و 15.4 میرسد. در صفحه H تغییرات کمتری مشاهده میشود. دایرکتیویته حدود 0.1 تا 0.7 دسی بل کاهش مییابد. شکل (۷-۱۴) پرتو پلاریزاسیون متعام را در صفحه 45° درجه نشان میدهد. دیده میشود که افزودن زاویه آفست سطح پلاریزاسیون متعام را بشدت تغییر میدهد.

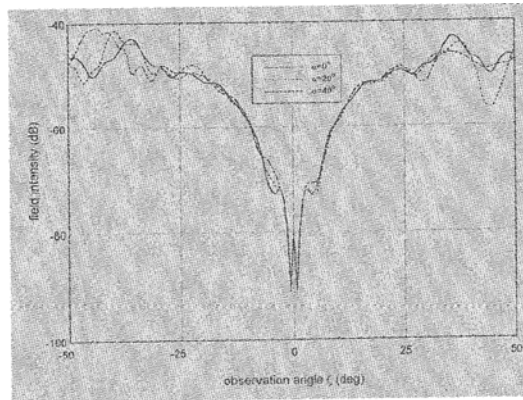
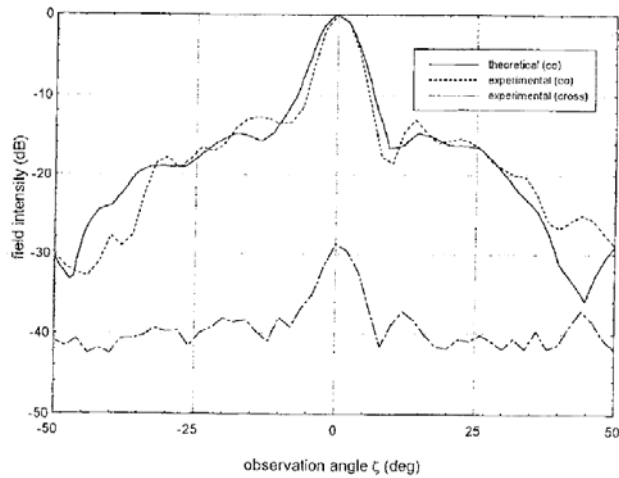


Fig. 2.10 Cross-polarised patterns of the Fresnel lens.

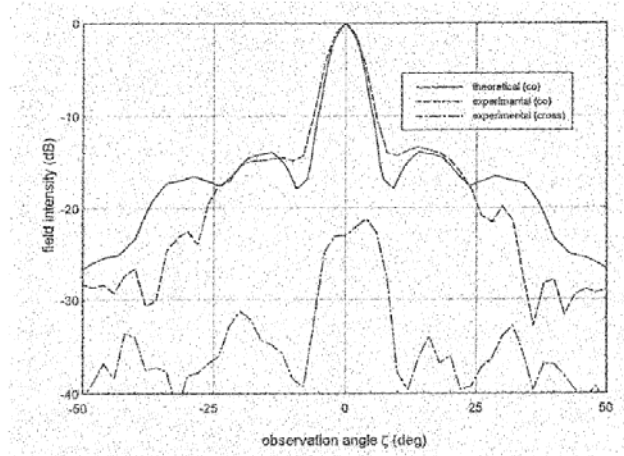
شکل (۷-۱۴)

افزایش بیشتر زاویه آفست باعث کاهش دایرکتیویته و بالا آمدن سطح لوبهای کناری خواهد شد. برای عدسی و رفلکتورهای معمولی، کاهش سطح میدان در لobe، سطح لوبهای کناری را کاهش میدهد ولی برای آنتن های عدسی فرنل، لزوماً این طور نیست. نتایج عددی نشان میدهد که افزایش ابعاد فید، سطح لوب کناری را زیاد تغییر نمیدهد.

برای یک عدسی آفست $f = 14m$ و $\alpha = 20^\circ$ و فرکانس $10,39$ گیگاهرتز، که روی دی الکتریک با ضخامت 2 میلیمتر و $\epsilon_r = 2.1$ تهیه شده نتایج در شکل‌های زیر نشان داده شده است. در تئوری، سطح پلاریزاسیون متعامد در E صفحه 60 -دسیبل بوده ولی در اندازه گیری 29 -دسیبل است. در صفحه H سطح پلاریزاسیون متعامد در تئوری 45 -دسیبل است در صورتیکه در اندازه گیری به 22 -دسیبل میرسد. یکی از علل، نزدیکی عدسی به فید است که باعث انعکاسات متوالی شده که این در محاسبات در نظر گرفته نشده است.



(a) E-plane patterns.



(b) H-plane patterns.

Fig. 2.11 Experimental patterns of the offset Fresnel zone lens in comparison with theoretical predictions.

- 1-R.E. Collin, Ant. And propagation,Mc Graw Hill,1988
- 2-R.S.Elliot,Ant. Theory and Design,Prntice Hall,1981
- 3-W.L.Stutsman,Ant. Theory and Design,John Willy,1981
- 4-J.D.Kraus,Antennas,Mc Graw Hill,1985
- 5-R.E.Collin & Zucker,Ant. Theory,Mc Graw Hill,1969
- 6-C.A.Balanis,Ant. Theory and Design,John Wiley,2005
- 7-E.C.Jordan,E.M. Waves and Rad. Systems,Prentice Hall, 1968
- 8-H.Jasik & R.Johnson,Ant. Eng. Handbook,Mc Graw Hill,1984
- 9-W.L.Weeks, Ant. Eng., Mc Graw Hill,1968
- 10-R.F.Harrington,Time. Har. E.M. Fields, Mc Graw Hill,1961
- 11-R.E. Collin, Fiels Theory of Guided Waves,IEEE Press,1991
- 12- C.A.Balanis,Advanced Eng. E.M.,John Wiley,1989
- 13-S.A.Schellkunoff, ,Advanced Ant. Theory, John Wiley,1952
- 14-V.Rumsey,Freq. Independent. Ant.Academic press,1966
- 15- R.F.Harrington,Field Comp. by Moment Method,Krieger Pub. 1982
- 16- روش های اندازه مشخصات آنتن ها
- 17- روش ممان در الکترومغناطیس و آنتن
- 18- آشنائی با نرم افزارهای روش ممان
- 19- تاریخچه الکتروسیسته و مغناطیس
- 20-J.A.Stratton ,E.M. Theory,Mc Graw Hill,1941
- 21- نرم افزار های آموزشی درس آنتن
- 22-Modern Ant. Design,T.A.Milligan,IEEE Press,John Wiley,2005
- 23-Ultra wide band antennas,B. Allen ,John Wiley,2007
- 24-Dielectric resonator ant.,Kwai-Man Luk,Research studies press ltd.,2003
- 25-Fresnel zone ant. ,Guo and Barton,Kluwer academic pub.

- ۱- آنالیز، طراحی و تست آنتن های باند پهن - یاگی و لگپریودیک-مریم بهرامی و فاطمه ثقفی. مهر ۱۳۷۲
- ۲- محاسبه توزیع جریان و امپدانس آنتن دی پل با روشهای تحلیلی و عددی مختلف-کیوان نوزوزی-اردیبهشت ۱۳۷۵
- ۳- محاسبه امپدانس متقابل آنتن های سیمی با روشهای تحلیلی و عددی -پیام ابراهیمی-تیر ۱۳۷۵
- ۴- تعیین مشخصات آنتن ها و اسکتررها با تهیه نرم افزار آماده ساز فایل های اطلاعاتی برای نرم افزار استفاده کننده از روش ممان - آتوسا رزاقیان- مهر ۱۳۷۵
- ۵- طراحی وساخت آنتن مایکرواستریپ برای سیستم GPS - اعظم مظفری- خرداد ۱۳۷۵
- ۶- تعیین میزان انعکاس در اتاقهای بدون انعکاس- آناهید انواری- مهر ۱۳۷۵
- ۷- حل مسائل الکترومغناطیس با روش تفاضلات محدود- پونه نظریان- آبان ۱۳۷۵
- ۸- طراحی رشته آنتن اسلات موجبری- حسن آقابابائیان- خرداد ۱۳۷۶
- ۹- شبیه سازی اتاق بدون انعکاس- دلبر تاجمیر ریاحی- شهریور ۱۳۷۶
- ۱۰- محاسبه اسکترینگ از عایقهای استوانه ای باشکل دلخواه با استفاده از روش ممان - یاسین میار-شهریور ۱۳۷۶

- ۱۱- محاسبه اسکترینگ از هادیهای استوانه ای با شکل دلخواه (با روش مودی، نورفیزیکی و ممان) - لیلا مرتضوی - بیتا ناصری - شهریور ۱۳۷۶
- ۱۲- تحلیل آنتن های فرستنده موج متوسط با استفاده از نرم افزارهای روش ممان-دنا فرهنگ- لادن هاشمیان-مهر ۱۳۷۶
- ۱۳- محاسبه امپدانس مشخصه کابلهای با شکل عایق و هادی دلخواه با استفاده از نرم افزار های روش ممان- شادی شیروانی- دی ۱۳۷۶
- ۱۴- محاسبه مرکز فاز آنتن های سیمی -سینا پیرنیا-محسن سامانی پور- فروردین ۱۳۷۷
- ۱۵- تعیین میدان اسکترینگ بی استاتیک از روی میدان کل - بیتا خداخواست-آبان ۱۳۷۷
- ۱۶- تعیین میزان انعکاس اتاق بدون انعکاس با روش روبش استوانه ای- زینب محمدی مهرماه ۱۳۷۸
- ۱۷- تحلیل مودهای TE و TM موجبر با شکل دلخواه با روش تفاضلات محدود- شکوفه ذویوسفین- خرداد ۱۳۷۹
- ۱۸- طراحی و ساخت آنتن یاگی بروش الگوریتم ژنتیک- مهدی چشمه قصابانی-همایون مداحی- مهر ۱۳۷۹
- ۱۹- طراحی، ساخت و کالیبراسیون آنتن استاندارد بوقی - زهرا زندی عباس آبادی-آذر ۱۳۷۹
- ۲۰- اندازه گیری میزان انعکاس جاذبها در باند فرکانس وسیع- ایلا حسینی - مرداد ۱۳۸۰
- ۲۱- سیستم اندازه گیری پرتو دقیق آنتن ها- مینا ایمانی ساناز خجسته سمیعی - اسفند ۱۳۷۹
- ۲۲- محاسبه امپدانس مشخصه کابلها با شکل هادی و عایق دلخواه با روش ممان - الهام سیه فام-تیر ۱۳۸۰
- ۲۳- اندازه گیری امپدانس مشخصه کابلها در باند فرکانس وسیع - طناز طلیمه - شهریور ۱۳۸۰
- ۲۴- سیستم خودکار اندازه گیری دایرکتیویته آنتن ها- شیوا کریمی -مهر ۱۳۸۰
- ۲۵- طراحی ، ساخت و کالیبراسیون آنتن استاندارد لگپریودیک- پرستو مرادنوری - اسفند ۱۳۷۹
- ۲۶- بدست آوردن فاز میدان اسکتر شده بی استاتیک از میدان کل- طاهره شعبانی- مهر ۱۳۸۱
- ۲۷- تعیین مرکز فاز آنتن ها بروش خودکار- یاس حریریان- آیدا آیتی- مهر ۱۳۸۱
- ۲۸- طراحی، تحلیل و ساخت دایرکشنال کوپلر موجبری- هدی نعمت اللهی -اسفند ۱۳۸۱
- ۲۹- اندازه گیری رایانه ای ضریب دی الکترونیک عایقهای صفحه ای- عطیه شاهوارپور-مهر ۱۳۸۲
- ۳۰- اندازه گیری امپدانس مشخصه و افت کابل به روش افت عبوری-ساناز جعفری- آبان ۱۳۸۲
- ۳۱- طراحی و ساخت رشته آنتن شکاری روی بدنه استوانه دایروی-مریم شیخعلی پور-تیر ۱۳۸۳
- ۳۲- اندازه گیری پلاریزاسیون آنتن های با پلاریزاسیون تقریبا خطی - ندا خیابانی-الهام ابراهیمی-شهریور ۱۳۸۳
- ۳۳- طراحی، آنالیز و ساخت آنتن بوقی با دیواره جدا کننده -حمید رضا خان زادی- شهریور ۱۳۸۳
- ۳۴- تحلیل و ساخت آنتن هم محور دو مودی- مهناز یوسفی- شهریور ۱۳۸۳
- ۳۵- طراحی فیلتر های میکرواستریپی - عباس رسائی نیا- مرتضی نادری- شهریور ۱۳۷۴
- ۳۶- طراحی و ساخت سخت افزار و تهیه نرم افزار برای کامپیوتری کردن آزمایشگاه آنتن - محمد محب خواه- سهیل امانی- شهریور ۱۳۷۶
- ۳۷- طراحی و ساخت کارت واسط برای نت ورک آنالایزر-نیکو نیکوئی-مریم نیکی زاد- تیر ۱۳۸۷
- ۳۸- طراحی و ساخت گرداننده آنتن با استفاده از موتور DC - پریسا پورجعفر- ناهید امینی آرزو- بهمن ۱۳۷۹
- ۳۹- بررسی اثر اختلالات مکانیکی ایجاد شده در آنتن یاگی بر روی مشخصات الکترونیک آنتن- لیلا کبریت چی- اسفند ۱۳۷۹
- ۴۰- کامپیوتری کردن سیستم گرداننده و پرتو بردار آنالوگ آزمایشگاه آنتن- مسعود طباطبائی- تیر ۱۳۷۹

- ۴۱- بررسی آنتن VHF بر روی خودرو - سمیه معصومی - بهمن ۱۳۸۲
- ۴۲- طراحی و شبیه سازی و ساخت تطبیق کننده برای آنتن لگپریودیک - سهراب اسمعیلی صفوی - مرداد ۱۳۸۶
- ۴۳- شبیه سازی میدان دور از میدان نزدیک - مریم فراهانی - مرداد ۱۳۸۸
- ۴۴- شبیه سازی میدان دور از میدان نزدیک برای آنتن های با گین بالا - حدیثه ناساری - مرداد ۱۳۸۹

مسائل آنتن های سیمی، آنتن های فرستنده و گیرنده

۱-۱) میدانهای دور یک آنتن بطول L و جریان یکنواخت را محاسبه کنید. برای حالتیکه L از طول موج خیلی کوچکتر باشد، بحث کنید.

۱-۲) تحقیق کنید که میدان دور الکتریکی آنتن از رابطه $E = -j\omega A$ بدست میاید.

۱-۳) معادله میدان دور یک آنتن عنصر جریان راکه در امتداد محور X واقع شده حساب کنید.

۱-۴) معادله میدان دور یک آنتن عنصر جریان راکه در امتداد محور Y واقع شده حساب کنید.

۱-۵) معادله میدان دور یک آنتن عنصر جریان راکه در امتداد 45° درجه نسبت به محور X در صفحه XOY واقع شده حساب کنید.

۱-۶) معادله میدان دور یک آنتن بطول L و توزیع جریان یکنواخت را که در جهت محور y قرار گرفته را به دست آورید.

۱-۷) معادله میدان دور یک آنتن بطول L و توزیع جریان یکنواخت را که در صفحه xoy قرار گرفته و با محور x زاویه δ میسازد را به دست آورید.

۱-۸) افت اهمی یک آنتن دی پل نیم موج 3 اهم است. گین آنتن را حساب کنید

۱-۹) پرتو تشعشی قدرت یک آنتن مستقل از ϕ بوده وبصورت $\cos^2(\theta)$ است. دایرکتیویته آن چقدر است

۱-۱۰) اگر حد اکثر تشعشع الکترومغناطیسی مجاز برای انسان $10mW / Cm^2$ باشد، در یک آزمایشگاه آنتن که گین آنتن آن در فرکانس $10 GHz$ برابر $20 dB$ و فاصله تا شخص آزمایش کننده 5 متر است، حد اکثر قدرت خروجی ژنراتور باید چند dBm باشد.

۱-۱۱) آنتن یک ایستگاه زمینی که به ارتفاع 6 متری زمین نصب شده دارای گین $50 dB$ بوده و قدرت آن 2 کیلو وات در فرکانس $6/4 GHz$ است. زاویه لوب اصلی آن نسبت به افق $5/45$ درجه است. لوبهای فرعی آن دارای زاویه ونسبت تضعیف ذکر شده در زیرند. تعیین کنید

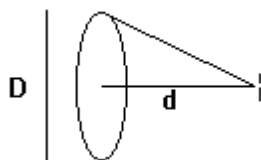
ماکزیمم دانسیته قدرت تشعشعی که بصورت شخصی با قد ۱۷۰ سانتیمتر میتابد چقدر است فاصله شخص تا آنتن حدود ۶۰ متر است..

زاویه لوبهای فرعی نسبت به اصلی	۰/۵	۱/۲	۱/۵	۲	۶	۱۰	۲۰	۲۵
تضعیف نسبت به لوب اصلی (dB)	۱۵	۲۸	۳۱	۳۵	۴۵	۵۵	۶۰	۶۵

۱۲-۱) با استفاده از میدان آنتن عنصر جریان، میدانهای یک آنتن دی پل $\lambda/2$ را حساب کنید.

۱۳-۱) با استفاده از میدان آنتن عنصر جریان، میدانهای یک آنتن موج متحرک را حساب کنید.

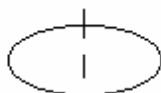
۱۴-۱) یک آنتن دی پل کوچک بعنوان فرستنده مطابق شکل، موازی با یک صفحه قرار گرفته است. برای اینکه تغییرات فاز آنتن فرستنده روی صفحه حداکثر $22/5$ درجه باشد فاصله باید چقدر باشد.



۱۵-۱) پرتو یک آنتن حلقوی بشعاع λ را رسم کنید.

۱۶-۱) شعاع یک آنتن حلقوی چقدر باشد تا دارای لوب اصلی در زاویه $\theta=30$ درجه باشد.

۱۷-۱) یک آنتن عنصر جریان در مرکز وعمود بر سطح یک آنتن حلقوی کوچک قرار گرفته است. دامنه جریانها برابرند. بچه شرطی پلاریزاسیون دایروی است؟



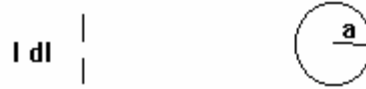
۱۸-۱) طول موثر آنتن های زیر را محاسبه کنید.

دی پل با جریان موج ساکن و طولهای $\lambda/2, \lambda, 3\lambda/2$

آنتن موج متحرک با طول L

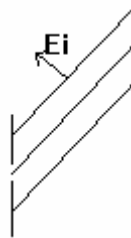
آنتن با کلاهک

۱-۱۹) یک آنتن حلقوی کوچک با شعاع a و یک آنتن عنصر جریان بطول dl مطابق شکل در یک صفحه قرار گرفته اند. ولتاژ اتصال باز هر یک از آنتن ها را در حالیکه دیگری روشن است بدست آورید. ثابت کنید بین این ولتاژها و جریانهای تغذیه آنتن ها، قضیه هم پاسخی برقرار است.



۱-۲۰) ولتاژ اتصال باز آنتن دی پل $\lambda/2$ که روی محور Z واقع شده و موجی با پلاریزاسیون $E_i = E_0(\hat{3}\theta + j.5\hat{\phi})$ به آن میتابد چقدر است.

۱-۲۱) یک آنتن دی پل $\lambda/2$ در معرض تابش یک موج صفحه ای یکنواخت با زاویه 30° درجه نسبت به آنتن قرار گرفته است. جریان اتصال کوتاه آنتن را حساب کنید.



۱-۲۲) در یک فرستنده 10 واتی در فرکانس 300 MHz، گین آنتن 10 dB است. یک آنتن دی پل $\lambda/2$ در فاصله 10 کیلومتری قرار گرفته و پلاریزاسیون آنتن ها یکی است. قدرت دریافتی توسط آنتن گیرنده در حالیکه به گیرنده تطبیق شده باشد چقدر است. ولتاژ اتصال باز آنتن گیرنده چقدر است.

مسائل رشته آنتن ها

۲-۱) فاصله و فاز یک رشته آنتن ۴ تایی نقطه ای یکنواخت چقدر باشد تا دارای لوبهای اصلی و مساوی در زوایای ۶۰ و ۱۳۵ درجه باشد.

۲-۲) در یک رشته آنتن نقطه ای یکنواخت با فاصله $\lambda/۱۲$ و اختلاف فاز α حد اکثر تعداد آنتن ها چقدر باشد تا لوب فرعی نداشته و فقط یک لوب اصلی در ۱۲۰ داشته باشد.

۲-۳) در یک رشته آنتن نقطه ای یکنواخت و $B.S.$ و فاصله $\lambda/3$ تعداد آنتن ها چقدر باشد تا عرض لوب اصلی آن ۶۰ درجه باشد.

۲-۴) d و α در یک رشته آنتن دوتایی یکنواخت نقطه ای چقدر باشد تا یکی از لوبهای اصلی در ۶۰ درجه بوده و در زاویه ۹۰ درجه میدان صفر باشد.

۲-۵) تعیین کنید دایرکتیویته یک رشته آنتن $E.F.$ دوتایی یکنواخت.

۲-۶) تعیین کنید دایرکتیویته یک رشته آنتن $B.S.$ دوتایی یکنواخت.

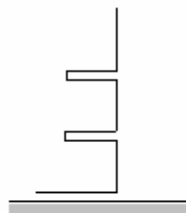
۲-۷) در یک رشته آنتن دوتایی $E.F.$ مقادیر α و d چقدر باشد تا نسبت میدان جلو به عقب ($Front/Back Ratio$) برابر با $۶dB$ باشد.

۲-۸) معادله پرتو آنتن دی پل بطول $3\lambda/2$ و تغذیه از مرکز را با استفاده از ضرب پرتوها بدست آورده و رسم کنید.

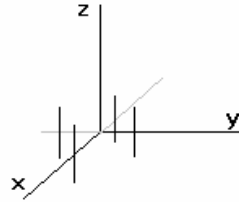
۲-۹) معادله پرتو آنتن دی پل بطول 2λ و تغذیه از مرکز را با استفاده از ضرب پرتوها بدست آورده و رسم کنید.

۲-۱۰) با استفاده از ضرب پرتوها معادله آنتن مونوپل بطول $\lambda/۲۵$ را بدست آورده و رسم کنید.

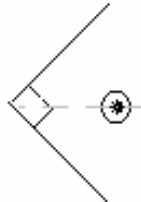
۲-۱۱) با استفاده از ضرب پرتوها معادله آنتن مونوپل فرانکلین ($Franklin - ant.$) را بدست آورید. طول قسمت های عمودی $\lambda/2$ قسمت های افقی $\lambda/4$ و فاصله قسمتهای تا شده قابل صرف نظر کردن است.



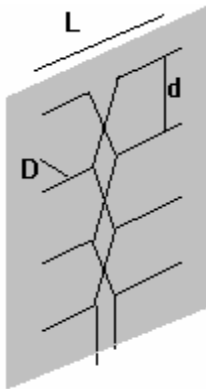
۲-۱۲) ۴ آنتن دی پل کوتاه مطابق شکل در امتداد محور Z قرار گرفته اند. معادله میدان آنها را در مختصات کروی بدست آورید.



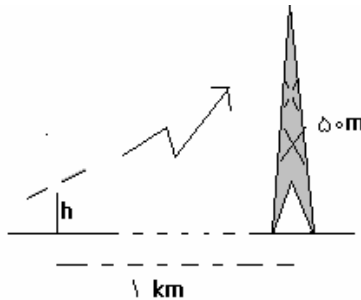
۲-۱۳) یک آنتن دی پل روی نیمساز یک رفلکتور زاویه ای 90° درجه و موازی فصل مشترک آن قرار گرفته است. برای بهترین تشعشع بطرف جلو طول و فاصله آنتن از راس رفلکتور چقدر باشد.



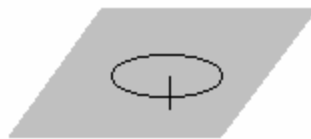
۲-۱۴) برای اینکه تشعشع یک رشته آنتن پرده ای مطابق شکل دارای لوب اصلی در جهت عمود بر صفحه باشد مقادیر D, d, L (برحسب λ) چقدر انتخاب شوند. اثر متقابل آنتن ها صرف نظر میشود.



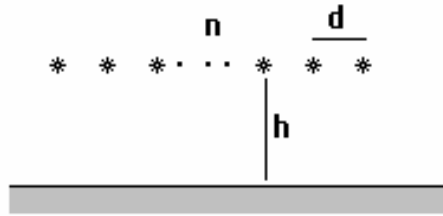
۲-۱۵) یک آنتن دی پل $\lambda/2$ بطور افقی و به ارتفاع h بالای زمین قرار گرفته است مقدار h چقدر باشد تا در بالای دکل به ارتفاع 50 متر و در فاصله 1 کیلومتری آنتن بتوانیم حد اکثر میدان را داشته باشیم.



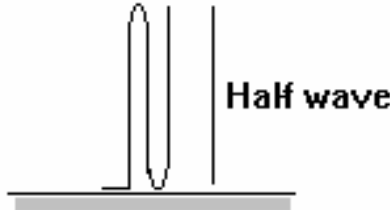
۲-۱۶) میدانهای یک حلقه با جریان یکنواخت و قطر 3λ را که بالای زمین و بفاصله $\lambda/4$ از آن واقع شده را بدست آورده و رسم کنید.



۲-۱۷) یک رشته آنتن n تایی یکنواخت دی پل $\lambda/2$ همگام موازی هم و موازی سطح زمین قرار گرفته اند. معادله آنتن را بدست آورید.

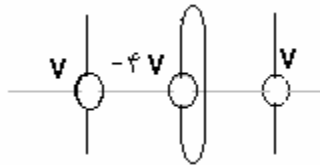


۲-۱۸) با فرض توزیع جریان ساکن معادله پرتو آنتن زیر را بدست آورید.



۲-۱۹) نسبت دامنه لوب اصلی به اولین لوب فرعی را در یک رشته آنتن N تایی باینومیال $B.S.$ با فاصله d بدست آورید.

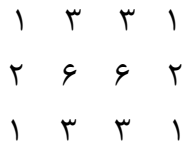
۲-۲۰) معادله پرتو تشعشعی رشته آنتن زیر را بدست آورید و پرتو آنرا در صفحات مختلف رسم کنید. آنتن ها رزنانس بوده و از اثر متقابل آنها صرف نظر میشود. فاصله آنتن ها $\lambda/2$ است.



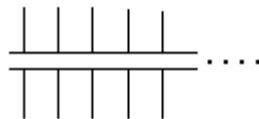
۲-۲۱) با استفاده از پرتو تشعشعی یک رشته باینومیال ، معادله رشته زیر را بدست آورید.



۲-۲۲) معادله یک دسته آنتن نقطه ای مطابق شکل زیر را بدست آورید.



۲-۲۳) N دی پل کوچک بایک خط تغذیه میشوند. دامنه جریان آنتن ها مساوی فرض میشود. در چهار کانسهای رشته آنتن $E.F.$ و یا $B.S.$ شده و یا دارای لوب اصلی در زاویه 60° درجه میشود.



مسائل نویز در آنتن ها

۳-۱) لوب اصلی یک آنتن ایستگاه زمینی با افق زاویه 10° درجه میسازد. فرکانس 10 GHz و عرض باند 5 MHz ، مقاومت‌های تشعشی و افقی بترتیب 50 و 5 اهم است. قدرت خروجی نویز آنتن چند dBm است. درجه حرارت محیط 27 درجه است.

۳-۲) مقدار N/S را در یک سیستم ارتباط ماهواره ای با گین آنتن ماهواره 25 dB و عرض باند 10 MHz و قدرت فرستنده 1 وات و فاصله 36000 کیلومتر و گین آنتن ایستگاه زمینی 35 dB را وقتی که در مقابل خورشیدبانویز $4 \times 10^5 K$ قرار میگیرد برای فرکانس 5 GHz بدست آورید. اگر لوب اصلی آنتن با افق زاویه 30° درجه بسازد نویز معادل آنتن چقدر است.

۳-۳) اگر نویز معادل خورشید در 4 GHz برابر با $4 \times 10^5 K$ باشد، S/N یک ایستگاه زمینی با گین آنتن 50 dB چقدر است. قدرت آنتن ماهواره 1 وات و گین آن 25 dB و عرض باند 5 MHz و ماهواره سنکرون است (فاصله 36000 کیلومتر).

۳-۴) قدرت فرستنده یک ماهواره در فاصله 2000 کیلومتر، 2 وات در فرکانس 10 Ghz با باند 50 MHz است و گین آنتن آن 20 dB است. برای آنکه S/N یک ایستگاه زمینی که ماهواره را با زاویه 30° درجه (نسبت به افق) می بیند حداقل 30 dB باشد گین آنتن آن باید چقدر انتخاب شود. از اثرات لوبهای عقبی و کناری صرفنظر میشود.

مسائل امپدانس آنتن ها

(۴-۱) امپدانس یک آنتن دی پل بامقطع مثلثی به اضلاع $\lambda 0.083$ و طول $\lambda 0.4$ چقدر است.

(۴-۲) امپدانس یک آنتن دی پل بامقطع تسمه ای بضلع $\lambda 0.14$ و طول $\lambda 0.35$ چقدر است.

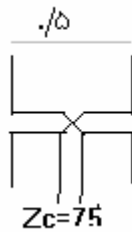
(۴-۳) در دو آنتن نزدیک بهم امپدانسها برابر است با

$$Z_{11} = 70 \angle 0^\circ, \quad Z_{22} = 100 \angle 45^\circ, \quad Z_{12} = 60 \angle -10^\circ$$

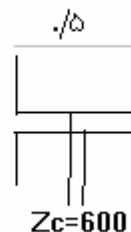
(۱) امپدانس آنتن ۱ را وقتی آنتن ۲ اتصال کوتاه باشد حساب کنید.

(۲) ولتاژ اتصال باز آنتن ۲ را وقتی ولتاژ آنتن ۱ برابر ۱ ولت باشد حساب کنید.

(۴-۴) دو دی پل بطول $\lambda 0.46$ و شعاع $\lambda 0.014$ بفاصله $\lambda 0.2$ مطابق شکل زیر تغذیه شده اند. تعیین کنید امپدانس داخلی و متقابل ورودی هر آنتن و امپدانس مشخصه کابلی را که آنتن ها را به کابل ۷۵ اهم متصل میکند تا تطبیق کامل باشد.



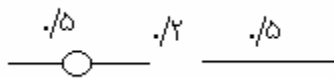
شکل مساله ۴-۴



شکل مساله ۴-۵

(۴-۵) دو دی پل رزنانس بطول تقریبی $\lambda 0.46$ و شعاع $\lambda 0.014$ بفاصله $\lambda 0.2$ مطابق شکل بالا تغذیه شده اند. تعیین کنید طول دقیق آنتن ها و امپدانس مشخصه کابلی که آنتن ها را به کابل ۶۰۰ اهم متصل میکند تا تطبیق کامل باشد.

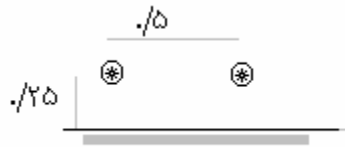
(۴-۶) یک آنتن ویک میله پارازیتیک هر دو بطول $\lambda 0.2$ و شعاع ناچیز بفاصله $\lambda 0.2$ مطابق شکل قرار گرفته اند. (۱) نسبت جریان میله پارازیتیک را به آنتن بدست آورید. (۲) امپدانس ورودی آنتن چقدر است.



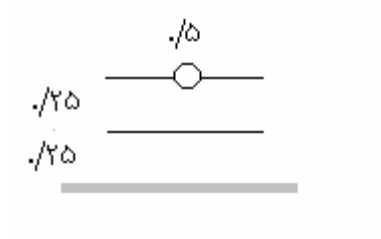
(۴-۷) یک آنتن دی پل با طول تقریبی $\lambda 0.2$ و شعاع $\lambda 0.00035$ مطابق شکل روی نیمساز یک رفلکتور زاویه ای ۹۰ درجه قرار گرفته است. طول دقیق آنتن چقدر باشد تا امپدانس ورودی آنتن اهمی خالص شود.



(۴-۸) یک آنتن ویک میله پارازیتیک مشابه بطول $\lambda 0.2$ و فاصله $\lambda 0.2$ از یکدیگر واقع شده اند. فاصله تازمین $\lambda 0.4$ است. امپدانس ورودی آنتن را حساب کنید.



۹-۴) یک آنتن یاگی مطابق شکل بالای صفحه زمین قرار گرفته است. طول وشعاع آنها $\lambda/2$ و 0.035λ است. فاصله از یکدیگر و از زمین $\lambda/4$ است. امپدانس ورودی آنتن چقدر است.



مسائل سنتز رشته آنتن ها

۵-۱) عرض لوب اصلی یکرشته آنتن مثلثی ۹ تایی با فاصله $\lambda/2$ رابرای حالات $B.S.$ و $E.F.$ بدست آورده با حالت رشته آنتن یکنواخت مقایسه کنید.

۵-۲) با استفاده از دیاگرام دایروی پرتو عمومی $E(\psi)$ رشته آنتن ۳ تایی باتوزیع جریان زیر را در نقاط $\Psi=0-\pi, -\pi/2,$ محاسبه کنید.

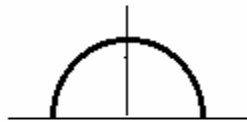


۵-۳) رشته آنتنی طرح کنید که دارای صفرهایی در زوایای $\theta=\pi/6, \pi/3, \pi/2$ باشد. فاصله آنتنها $\lambda/2$ و اختلاف فاز آنها $-\pi/2$ است. با استفاده از دیاگرام دایروی پرتو عمومی تقریبی رارسم کنید.

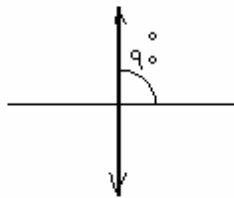
۵-۴) با استفاده از فضایای شلکونوف رشته آنتن $B.S.$ طرح کنید که دارای صفرهایی در $\theta=0, \pi/6, \pi/3, 2\pi/3, 5\pi/6, \pi$ باشد. فاصله آنتن ها $\lambda/2$ است.

۵-۵) با استفاده از سری فوریه رشته آنتنی طرح کنید که دارای لوب اصلی در زاویه $\theta > -\pi/6$ و در زاویه $\theta > \pi/6$ باشد. دامنه آن صفر باشد. فاصله آنتن ها $\lambda/2$ است.

۵-۶) با استفاده از سری فوریه رشته آنتنی طرح کنید که پرتو آن یک دایره کامل باشد. فاصله آنتن ها $\lambda/2$ است.



۵-۷) با استفاده از سری فوریه رشته آنتنی طرح کنید که دارای لوب اصلی در زاویه 90° و 270° درجه بوده و در سایر زوایا دامنه صفر باشد. فاصله آنتن ها $\lambda/2$ است. (شکل)



۵-۸) با استفاده از سری فوریه رشته آنتنی طرح کنید که پرتو آن در زاویه $\theta > 0$ و $\theta > \pi/3$ دو برابر دامنه آن در $\theta > \pi$ باشد. فاصله آنتن ها $\lambda/4$ است.

۵-۹) با استفاده از سری فوریه رشته آنتنی طرح کنید که پرتوآن در زاویای $\pi > \theta > 0$ دارای دامنه ۱ بوده و در سایر نقاط صفر باشد. فاصله آنتن ها $\lambda/4$ است. (شکل)

۵-۱۰) در یک رشته آنتن چپی چف $B.S.$ ۶ تایی با فاصله $\lambda/2$ ، نسبت لوب اصلی به فرعی برابر ۲۵ dB است. عرض لوب نصف قدرت را تعیین کنید.

۵-۱۱) در یک رشته آنتن چپی چف $B.S.$ ۷ تایی فاصله آنتن ها چقدر باشد تا نسبت لوب اصلی به فرعی برابر ۳۰ dB بوده و عرض لوب اصلی آن ۶۰ درجه باشد.

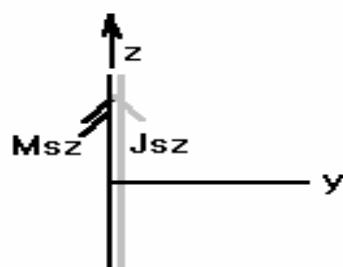
۵-۱۲) برای آنکه در یک رشته آنتن چپی چف $B.S.$ با فاصله $\lambda/3$ و نسبت لوب اصلی به فرعی ۲۰ dB و عرض لوب اصلی آن ۶۰ درجه باشد، تعداد آنتن ها چند عدد انتخاب شود.

مسائل آنتن های پنجره ای

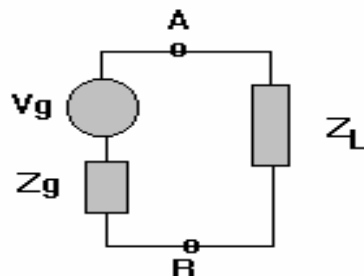
۶-۱) دو منبع جریان صفحه یی J_{sz} و $M_{sz} = j J_{sz} \eta$ منطبق برهم اند. تعیین کنید:

۱) میدانهای دوطرف صفحه و پلاریزاسیون موج.

۲) اگر در سمت چپ جریانهای صفحه هادی الکتریکی و یا مغناطیسی کامل قرار دهیم وضعیت میدانها چگونه میشود.



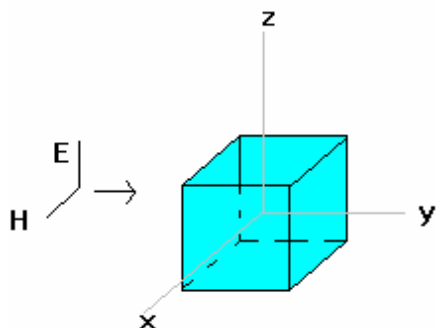
شکل مساله ۶-۱



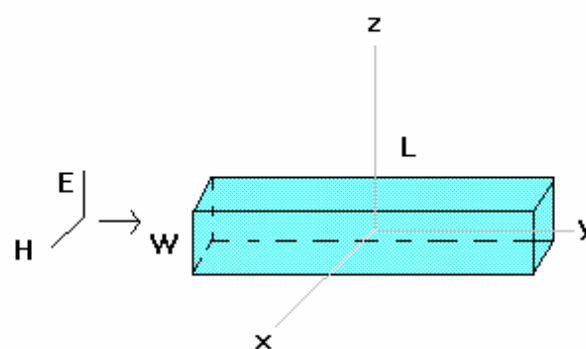
شکل مساله ۶-۲

۶-۲) با استفاده از تبدیل اسکترر به منابع القایی، با در نظر گرفتن Z_L در مدار شکل بعنوان یک اسکترر و تبدیل آن به منابع القایی، ثابت کنید که ولتاژ و جریان نقاط A و B مجموع ولتاژ و جریان منابع اعمالی (I_i, V_i) و منابع القایی در اثر اسکترر (I_s, V_s) است.

۶-۳) به یک قطعه مکعبی شکل از عایق با $\mu_r \cong 1, \epsilon_r \cong 1$ ، با ابعاد $W \ll \lambda$ موجی بصورت $E_z = E_0 e^{-j\beta y}$ میتابد. میدان کل را تعیین کنید.



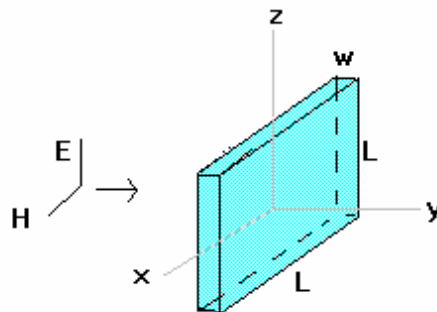
شکل مساله ۶-۳



شکل مساله ۶-۴

۶-۴) به یک قطعه مکعب مستطیلی شکل از عایق با $\mu_r = 1, \epsilon_r \cong 1$ ، با ابعاد L و $W \ll \lambda$ موجی بصورت $E_z = E_0 e^{-j\beta y}$ میتابد. میدان کل را تعیین کنید.

۶-۵) به یک صفحه مربعی شکل از عایق با $\mu_r \cong 1, \epsilon_r \cong 1$ ، با ابعاد L و ضخامت $W \ll \lambda$ موج صفحه ای یکنواخت بصورت $E_z = E_0 e^{-j\beta y}, H_x = E_z / \eta$ میتابد. میدان کل را تعیین کنید.



شکل مساله ۶-۵

۶-۶) با استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج میدانهای دور یک آنتن $\lambda/2$ رابا بکارگیری میدانهای یک عنصر جریان واحد بدست آورید.

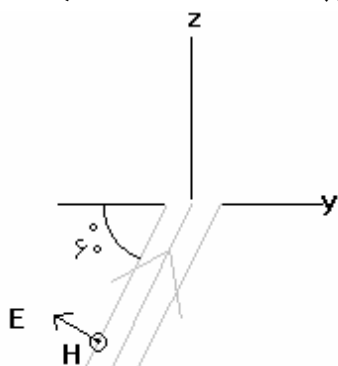
۶-۷) با استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج میدانهای دور یک آنتن موج متحرک رابا بکارگیری میدانهای یک عنصر جریان واحد بدست آورید.

۶-۸) با استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج میدانهای دور یک آنتن حلقوی بزرگ باجریان یکنواخت رابابکارگیری میدانهای یک عنصر جریان واحد بدست آورید.

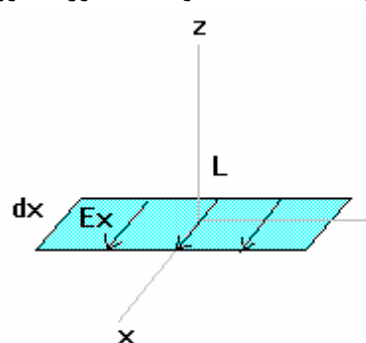
۶-۹) استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج وبابکارگیری میدانهای یک عنصر جریان واحد ثابت کنید که میدان دور هر منبع محدود فاقد مولفه شعاعی است.

۶-۱۰) با استفاده از قضیه هم پاسخی در امواج میدانهای دور یک آنتن عنصر جریان مغناطیسی رابابکارگیری میدانهای یک عنصر جریان واحد بدست آورید.

۶-۱۱) موج صفحه ای یکنواخت بصورت مورب به یک پنجره کوچک میتابد. معادله میدانهای آنرا بدست آورید.



شکل مساله ۶-۱۲

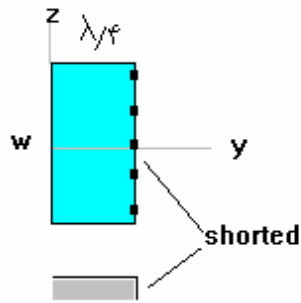


شکل مساله ۶-۱۳

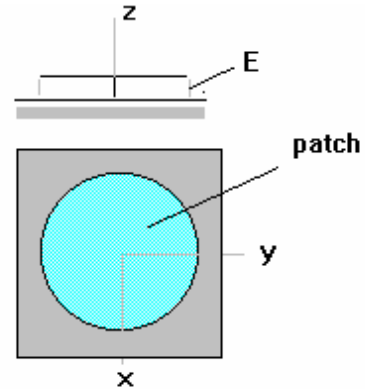
۶-۱۲) میدانهای یک پنجره با توزیع موج صفحه ای یکنواخت با ابعاد $a = 3\lambda/2, b = 2\lambda$ را در صفحات مختلف رسم کنید.

۶-۱۳) معادلات یک آنتن پنجره ای به ابعاد L, dx و میدانهای یکنواخت صفحه ای رابدست آورید.

۶-۱۴) دهانه باز یک کابل کوآکسیال با فاصله $\lambda/4$ از یک صفحه هادی کامل قرار گرفته است. پرتو آن را در صفحات مختلف رسم کنید.



شکل مساله ۶-۱۶



شکل مساله ۶-۱۷

۶-۱۵) عرض یک patch مستطیلی میکرواستریپ W و طول آن $\lambda/4$ و ضخامت دی الکتریک آن $t \ll \lambda$ و از یک طرف اتصال کوتاه شده است. میدانهای آنرا بدست آورید.

۶-۱۶) یک patch میکرواستریپ دایروی بشعاع a و ضخامت دی الکتریک t دارای میدانهای الکتریکی یکنواخت بین لبه وزمین است. میدانهای آنرا بدست آورید.