

TIÊU CHUẨN LẮC

CƠ SỞ KỸ THUẬT
SIÊU CAO TẦN



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC

KIỀU KHẮC LÂU

CƠ SỞ KỸ THUẬT
SIÊU CAO TẦN

NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC - 1998

1998

1998

LỜI NÓI ĐẦU

Cuốn sách này nhằm trình bày những kiến thức về lý thuyết và kỹ thuật các quá trình vật lý của sự truyền các dao động và sóng điện từ ở dải siêu cao tần (là các dải sóng điện từ có bước sóng từ 10m đến 1mm hay có tần số từ $3 \cdot 10^7$ đến $3 \cdot 10^{11}$ Hz). Ngày nay các thiết bị vô tuyến điện tử làm việc ở dải sóng siêu cao tần được sử dụng rất rộng rãi trong các lĩnh vực như: khoa học kỹ thuật, quân sự và đời sống hàng ngày. Chẳng hạn như chúng được dùng trong phát thanh FM, truyền hình, thông tin viễn thông, radar, đạo hàng và đo lường v.v... Do đó yêu cầu hiểu biết những khái niệm cơ bản, các quy luật, tính chất những quá trình dao động và sóng điện từ ở dải siêu cao tần trong các môi trường vật chất khác nhau là rất cần thiết, đồng thời cũng là những kiến thức cơ sở không thể thiếu với những người công tác trong ngành vô tuyến điện. Cuốn sách gồm 3 chương và phụ lục.

Chương 1: Trình bày các quá trình lan truyền sóng siêu cao tần trong các loại đường truyền dẫn phổ biến như: ống dẫn sóng chữ nhật, ống dẫn sóng tròn, ống dẫn sóng đồng trục, cáp đồng trục, ống dẫn sóng điện môi, đường dây song hành, mạch dải, đường truyền sóng chậm. Các bài toán bờ điện động lực được tìm nghiệm theo phương pháp lý thuyết trường. Ở đây các mối quan hệ giữa các đại lượng đặc trưng cho các dạng trường điện từ và các tham số của môi trường truyền dẫn được tính toán, phân tích để tìm điều kiện tốt nhất cho sự truyền sóng siêu cao tần trong các dạng đường truyền nói trên.

Chương 2: Mô tả các quá trình dao động điện từ ở dải siêu cao tần trong các mạch dao động cộng hưởng khác nhau gọi là các hộp cộng hưởng như: hộp cộng hưởng chữ nhật, hộp cộng hưởng trụ tròn, hộp cộng hưởng hình xuyên, hộp cộng hưởng đồng trục có khe. Các dạng trường tồn tại trong các hộp được xét về cấu trúc và các đại lượng cơ bản của chúng được tìm như: điều kiện cộng hưởng, bước sóng cộng hưởng, độ phẩm chất. Chương này cũng chỉ ra các phương pháp kích thích các dạng trường cần thiết trong các đường truyền dẫn và trong các hộp cộng hưởng khác nhau cũng như cách ghép năng lượng từ chúng ra ngoài.

Chương 3: Trình bày các phương pháp phân tích, tổng hợp và tính toán các tham số ngoài cơ bản của các phần tử tuyến siêu cao tần mà ta thường gọi là các mạng nhiều cực siêu cao tần. Từ đây cũng dẫn ra sự giải thích nguyên tắc công tác và ứng dụng của một số mạng nhiều cực siêu cao tần phổ biến trong kỹ thuật như: các mạng 2 cực (tải không phản xạ, tải phản xạ hoàn toàn, đầu tách sóng siêu cao), mạng 4 cực (các tấm chắn và que dò, các bộ chuyển tiếp, các bộ suy giảm, các bộ quay pha thuận nghịch, các bộ lọc tần số siêu cao), các mạng 6 cực (chạc 3 vuông góc

kiểu E, kiểu H, chạc 3 đôi xứng chữ Y kiểu E, kiểu H), mạng 8 cực (các bộ ghép định hướng, các bộ cầu siêu cao), các mạng nhiều cực điều khiển sự truyền sóng siêu cao tần dùng ferít và dùng điôt bán dẫn loại PIN (các bộ van cộng hưởng, các bộ quay pha không thuận nghịch, các bộ phân mạch vòng tuần hoàn, các bộ chuyển mạch nhiều kênh v.v...). Chương này cũng trình bày sự phối hợp trở kháng ở siêu cao, giải các bài toán cơ bản về phối hợp dải hẹp, dải rộng các phép đo dùng đường dây đo và tính toán với đồ thị vòng tròn. Cứ sau mỗi chương đều dẫn ra các bài tập cần thiết để ôn luyện và kiểm tra. Cuốn sách có dẫn ra một số phụ lục nhằm bổ sung cho các kết luận ở các chương.

Cuốn sách có thể dùng làm tài liệu học tập cho các sinh viên đại học và cao đẳng kỹ thuật ngành vô tuyến điện tử và tài liệu tham khảo cho cán bộ nghiên cứu khoa học trong lĩnh vực kỹ thuật siêu cao tần. Cuốn sách chắc chắn không tránh khỏi thiếu sót, tác giả rất mong nhận được các ý kiến đóng góp xây dựng nhằm hoàn thiện cuốn sách.

Hà Nội, tháng 12 năm 1997

Tác giả

MỞ ĐẦU

Dải sóng siêu cao tần là một phần của dải sóng điện từ có bước sóng λ nằm trong khoảng từ 10 mét cho đến 1mm, tương ứng với dải tần số f từ $3 \cdot 10^7$ đến $3 \cdot 10^{11}$ Hz. Nó được phân ra bốn dải nhỏ hơn là:

- Dải sóng mét hay VHF ($\lambda = 10\text{m} \div 1\text{m}$; $f = 3 \cdot 10^7 \div 3 \cdot 10^8$ Hz).
- Dải sóng decimét hay UHF ($\lambda = 10\text{dm} \div 1\text{dm}$; $f = 3 \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^9$ Hz)
- Dải sóng centimét hay SHF ($\lambda = 10\text{cm} \div 1\text{cm}$; $f = 3 \cdot 10^9 \div 3 \cdot 10^{10}$ Hz).
- Dải sóng milimét hay EHF ($\lambda = 10\text{mm} \div 1\text{mm}$; $f = 3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{11}$ Hz).

Các dải sóng siêu cao tần trên được sử dụng ngày càng rộng rãi trong các thiết bị của ngành vô tuyến điện tử ở các lĩnh vực khác nhau như: truyền hình, phát thanh FM, thông tin vệ tinh, rada, đạo hàng vv...

Sở dĩ như vậy vì sóng siêu cao tần có các tính chất đặc biệt sau:

1. Sóng siêu cao tần truyền thẳng trong phạm vi nhìn thấy trực tiếp. Hầu hết các dải sóng này đều có khả năng xuyên qua bầu khí quyển của trái đất và thay đổi ít về công suất và phương truyền của mình.

2. Sóng siêu cao tần có tính định hướng cao khi bức xạ từ những vật có kích thước lớn hơn nhiều so với bước sóng.

3. Sóng siêu cao tần cho phép khoảng tần số sử dụng rất lớn, tức chúng ta có thể sử dụng số kênh rất lớn trong dải sóng siêu cao tần, đáp ứng được truyền lượng thông tin ngày càng tăng.

Để thấy rõ ưu điểm này, ta nêu một ví dụ sau đây: trong tất cả dải sóng ngắn ($\lambda = 100\text{m} \div 10\text{m}$, $f = 3\text{MHz} \div 30\text{MHz}$) chỉ có thể phân bố được khoảng 4000 kênh thoại hay 4 kênh video của truyền hình không nhiễu lẫn nhau. Song với lượng kênh cần sử dụng như trên khi dùng dải sóng cm, chỉ cần một khoảng khá nhỏ từ bước sóng $\lambda = 2,992$ đến 3cm.

4. Ở dải sóng siêu cao tần nhất là hai dải nhỏ là cm và mm thì kích thước của các phần tử và thiết bị so sánh được với chiều dài bước sóng, thậm chí có trường hợp chúng còn lớn hơn nhiều so với bước sóng. Do đó trong các trường hợp như vậy phải chú ý đến hiệu ứng giữ chậm của sóng điện từ. Trong các đèn điện tử chân không thông thường, thời gian bay của điện tử giữa các cực của đèn có thể so sánh hoặc lớn hơn chu kỳ dao động siêu cao tần (nhất là ở dải cm và mm). Nên ta phải chú ý đến

hiệu ứng quán tính bay của điện tử. Trong các dụng cụ bán dẫn thông thường ở dải sóng siêu cao tần cũng có hiệu ứng quán tính dịch chuyển của điện tử và lỗ trống.

Do những đặc tính riêng của dải sóng siêu cao tần, nên các khái niệm về các phân tử tập trung ở đây không còn áp dụng được, mà ta phải thay bằng khái niệm về các phân tử phân bố. Đồng thời chúng cũng đặt ra nhiều vấn đề lớn cần giải quyết như: các hệ truyền dẫn năng lượng, các mạch dao động, các hệ bức xạ và các dụng cụ điện tử và bán dẫn để tạo ra các dao động siêu cao.

Trong phạm vi của cuốn sách này, tác giả chỉ giới hạn trình bày những cơ sở lý thuyết bản chất vật lý các quá trình dao động và truyền sóng siêu cao tần trong các hệ truyền dẫn năng lượng và trong các mạch dao động cộng hưởng đồng thời chỉ ra những ứng dụng của chúng trong kỹ thuật siêu cao tần. Hai phần còn lại độc giả có thể tìm hiểu trong các tài liệu về anten và dụng cụ điện tử, dụng cụ bán dẫn siêu cao tần.

Chương I

ĐƯỜNG TRUYỀN NĂNG LƯỢNG SIÊU CAO TẦN

I.1. KHÁI NIỆM CHUNG VỀ ĐƯỜNG TRUYỀN NĂNG LƯỢNG SIÊU CAO TẦN VÀ PHÂN LOẠI

Chúng ta gọi đường truyền là các thiết bị hay hệ để giới hạn đường truyền lan các dao động điện từ hay các dòng năng lượng điện từ theo hướng đã cho. Đường truyền dùng để truyền dẫn năng lượng siêu cao tần hay sóng siêu cao gọi là đường truyền năng lượng siêu cao tần. Để cho gọn ta gọi tắt đường truyền năng lượng siêu cao tần là đường truyền siêu cao.

Đường truyền siêu cao gọi là đường truyền đồng nhất nếu như dọc theo hướng truyền sóng tiết diện ngang không thay đổi và môi trường chứa trong nó là đồng nhất. Trong kỹ thuật siêu cao tần đường truyền đồng nhất được sử dụng là chủ yếu. Người ta có thể phân loại đường truyền đồng nhất ra các loại sau: đường truyền hở và đường truyền kín.

Trong đường truyền hở tại tiết diện ngang không có vòng kim loại bao bọc vùng truyền năng lượng siêu cao tần. Đường truyền hở có nhiều dạng khác nhau như: đường dây đôi, mạch dải, đường truyền sóng mặt v.v..

Đối với đường truyền kín thì trong nó phải có ít nhất một mặt vật dẫn (kim loại) để bao bọc hoàn toàn vùng truyền năng lượng siêu cao tần. Đường truyền kín là các loại ống kim loại rỗng có tiết diện khác nhau bên trong có thể nhét đầy các chất điện môi đồng nhất khác nhau hoặc không khí hay chân không. Chúng được gọi là ống dẫn sóng.

Có nhiều loại ống dẫn sóng được dùng trong kỹ thuật siêu cao tần như: ống dẫn sóng đồng trục, ống dẫn sóng chữ nhật, ống dẫn sóng trụ tròn v.v...

Ở dải sóng mét, người ta ứng dụng đường dây đôi (song hành) và cáp đồng trục hay ống dẫn sóng đồng trục để truyền dẫn năng lượng siêu cao. Đường dây đôi có cấu trúc đơn giản và cho kích thước ngang khá gọn, dễ điều chỉnh phối hợp. Nhưng ở dải sóng decimet, ống dẫn sóng đồng trục hay cáp đồng trục được dùng phổ biến để truyền dẫn năng lượng siêu cao. Đường dây đôi không được sử dụng trong dải sóng này vì tổn hao do bức xạ và hiệu ứng bề mặt.

Trong dải sóng centimet, đường truyền siêu cao phổ biến là các ống dẫn sóng chữ nhật và trụ tròn vì nó cho tiêu hao nhỏ, kích thước phù hợp. ống dẫn sóng đồng trục hay cáp đồng trục ít được dùng vì tổn hao do hiệu ứng bề mặt ở lõi trong và tổn hao trong điện môi rất lớn. Nó chỉ dùng ở khoảng cách ngắn và công suất nhỏ.

Trong dải milimet, các ống dẫn sóng chữ nhật và tròn không được dùng phổ biến do kích thước nhỏ, khó chế tạo và tiêu hao lớn. Ở dải sóng này, đường truyền siêu cao phổ biến là mạch dải, đường truyền sóng mặt như: ống dẫn sóng điện môi, dây dẫn đơn có phủ chất điện môi.

Trong chương này chúng ta sẽ tìm trường điện từ tồn tại và truyền lan trong các dạng đường truyền siêu cao phổ biến như: ống dẫn sóng chữ nhật, ống dẫn sóng trụ tròn, ống dẫn sóng hoặc cáp đồng trục, ống dẫn sóng điện môi, đường dây đôi, mạch dải vv... Ta cũng tiến hành xét điều kiện truyền lan các dạng trường TEM, TE, TM trong chúng và nghiên cứu các đại lượng đặc trưng cho trường và cho đường truyền để từ đó áp dụng chúng có hiệu quả nhất khi truyền dẫn năng lượng siêu cao.

§ 1.2. BÀI TOÁN TÌM TRƯỜNG ĐIỆN TỪ ĐỐI VỚI ĐƯỜNG TRUYỀN ĐỒNG NHẤT

a) Bài toán

Với một số đường truyền đồng nhất có cấu trúc tương đối đơn giản (như ống dẫn sóng chữ nhật, ống dẫn sóng trụ tròn, ống dẫn sóng hay cáp đồng trục, ống dẫn sóng điện môi phẳng hay trụ tròn hai lớp) ta có thể áp dụng phương pháp lý thuyết trường điện từ để tìm trường điện từ truyền lan trong chúng. Tức là ta có thể tìm nghiệm của phương trình Macxoen với các điều kiện bờ cụ thể của các dạng đường truyền trên. Để cho đơn giản ta xét với trường điện từ điều hòa với tần số vòng ω (thừa số phụ thuộc vào thời gian ta lấy là hàm $e^{i\omega t}$) đặt trong môi trường điện môi đồng nhất và đẳng hướng. Khi xét các quá trình sóng truyền trong đường truyền đồng nhất ta không tính đến vai trò của nguồn. Với điều nói trên hệ phương trình Macxoen cho trường điều hòa trong đường truyền đồng nhất không tiêu hao có dạng:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H}_m &= i\omega\epsilon \vec{E}_m \\ \text{rot } \vec{E}_m &= -i\omega\mu \vec{H}_m \\ \text{div } \vec{E}_m &= 0 \\ \text{div } \vec{H}_m &= 0 \end{aligned} \tag{1.2.1}$$

Với điều kiện bờ:

$$E_r \Big|_S = \psi \tag{1.2.2}$$

Ở đây các \vec{E}_m , \vec{H}_m là các vectơ biên độ phức của cường độ điện trường và từ trường. E_r là thành phần tiếp tuyến của cường độ điện trường, S là mặt giới hạn của đường truyền, ϵ và μ là hằng số điện môi (hay độ điện thẩm) và hằng số từ môi (hay độ từ thẩm) của môi trường.

Để tìm nghiệm của hệ (1.2.1) với điều kiện bờ (1.2.2) ta chuyển nó về dạng các phương trình sóng cho các vectơ \vec{E}_m và \vec{H}_m và được các phương trình thuần nhất sau:

$$\nabla^2 \vec{E}_m + k^2 \vec{E}_m = 0 \quad (1.2.3)$$

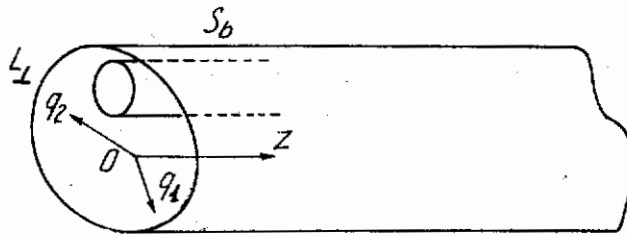
$$\nabla^2 \vec{H}_m + k^2 \vec{H}_m = 0$$

Ở đây $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$ (1.2.4)

Đến đây ta thấy bài toán tìm trường điện từ trong đường truyền đồng nhất là bài toán tìm nghiệm của hệ phương trình sóng thuần nhất (1.2.3) với điều kiện bờ (1.2.2).

b) Tìm nghiệm phương trình sóng

Phương trình sóng (1.2.3) có thể tìm nghiệm theo các phương pháp khác nhau. Ta nhận thấy rằng: đường truyền siêu cao đồng nhất có trục truyền sóng là thẳng và tiết diện ngang không đổi dọc theo trục truyền sóng. Vì vậy khi áp dụng hệ tọa độ trụ tổng quát ta có thể tìm nghiệm của các phương trình sóng (1.2.3) theo phương pháp chung rất thuận tiện cho các dạng khác nhau của đường truyền siêu cao đồng nhất (hình 1.1).



HÌNH 1.1

Trục Oz của hệ ta lấy song song với trục truyền sóng của đường truyền, hai trục tọa độ ngang khác có tọa độ là q_1, q_2 nằm trong mặt phẳng tiết diện ngang của đường truyền đồng nhất. Mặt giới hạn vùng truyền dẫn ký hiệu là: S_{bk} ($k = 1, 2, 3, \dots$) và các đường bao ngang ký hiệu là $L_{\perp k}$ ($k = 1, 2, 3, \dots$).

Áp dụng phương pháp phân ly biến số, ta có thể tìm nghiệm của các phương trình sóng (1. 2. 3) trong hệ tọa độ trụ tổng quát dưới dạng sau:

$$\vec{E}_m(q_1, q_2, z) = \vec{E}_{\perp}(q_1, q_2) \cdot F(z) \quad (1.2.5)$$

$$\vec{H}_m(q_1, q_2, z) = \vec{H}_{\perp}(q_1, q_2) \cdot F(z)$$

và tìm được dạng của hàm $F(z) = e^{\pm\gamma z}$ (xem phụ lục III)

Ở đây $\gamma = \alpha + i\beta$ (1.2.6) là hằng số truyền của sóng dọc theo trục z của đường truyền, α là hệ số tiêu hao, β là hệ số pha của sóng. Như vậy các quá trình sóng truyền dọc trục z của đường truyền phụ thuộc vào tọa độ z đều có thể biểu diễn qua hàm mũ $e^{\pm\gamma z}$.

Dấu trừ ở số mũ của nó ứng với sóng truyền theo hướng trục z dương, còn dấu

cộng ứng với sóng truyền theo hướng ngược lại. Từ nay về sau ta chỉ sử dụng hàm $e^{-\gamma z}$. Tức là chọn hàm $F(z)$ có dạng:

$$F(z) = e^{-\gamma z} \quad (1.2.7)$$

Các \vec{E}_\perp , \vec{H}_\perp là các vectơ cường độ điện, từ trường phụ thuộc vào các tọa độ ngang q_1, q_2 .

Ta đặt:

$$\vec{E}_\perp(q_1, q_2) = \vec{E}_q(q_1, q_2) + \vec{z}_0 \cdot E_z(q_1, q_2) \quad (1.2.8)$$

$$\vec{H}_\perp(q_1, q_2) = \vec{H}_q(q_1, q_2) + \vec{z}_0 \cdot H_z(q_1, q_2)$$

Các \vec{E}_q , \vec{H}_q là các thành phần ngang của trường, còn E_z , H_z là các thành phần dọc theo trục z của trường, \vec{z}_0 là vectơ đơn vị hướng theo trục z . Vì trường phụ thuộc vào tọa độ z có dạng của biểu thức (1.2.7) nên toán tử Laplace trong tọa độ trụ tổng quát có thể viết:

$$\nabla^2 = \nabla_q^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla_q^2 + \gamma^2 \quad (1.2.9)$$

∇_q^2 là toán tử Laplace tác động chỉ lên các tọa độ ngang q_1, q_2 .

Từ các biểu thức (1.2.5), (1.2.7), (1.2.8) và (1.2.9) ta chuyển được các phương trình sóng (1.2.3) về dạng đơn giản hơn sau:

$$\nabla_q^2 \vec{E}_q + \chi^2 \vec{E}_q = 0 \quad (1.2.10)$$

$$\nabla_q^2 \vec{H}_q + \chi^2 \vec{H}_q = 0$$

$$\nabla_q^2 E_z + \chi^2 E_z = 0 \quad (1.2.11)$$

$$\nabla_q^2 H_z + \chi^2 H_z = 0$$

$$\text{Ở đây } \chi^2 = k^2 + \gamma^2 \quad (1.2.12)$$

được gọi là số sóng ngang, nó liên quan đến dạng cụ thể của tiết diện ngang đường truyền đồng nhất.

Từ hệ thống phương trình Macxoen (1.2.1) các thành phần ngang của cường độ điện từ trường có thể biểu diễn qua các thành phần dọc của chúng (xem phụ lục III) theo biểu thức sau:

$$\chi^2 \vec{E}_q = -\gamma \nabla_q E_z + i\omega\mu [\vec{z}_0 \times \nabla_q H_z] \quad (1.2.13)$$

$$\chi^2 \vec{H}_q = -\gamma \nabla_q H_z - i\omega\varepsilon [\vec{z}_0 \times \nabla_q E_z]$$

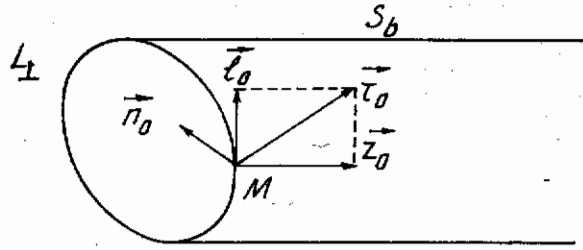
$$\text{Ở đây } \nabla = \nabla_q + \vec{z}_0 \cdot \gamma \quad (1.2.14)$$

là toán tử Gradien, ∇_q là các thành phần ngang của nó trong tọa độ trụ tổng quát (xem phụ lục III). Như vậy việc tìm nghiệm của các phương trình sóng (1.2.3) chuyển về việc tìm nghiệm của các phương trình sóng (1.2.11) cho các thành phần dọc của trường E_z , H_z và áp dụng biểu thức (1.2.13).

Nghiệm của các phương trình (1.2.11) sẽ được tìm tòi theo dạng cụ thể tiết diện ngang của đường truyền, vì lúc ấy mới có biểu thức cụ thể cho ∇_q^2 .

Bây giờ chúng ta hãy phân tích điều kiện bờ (1.2.2). Tại một điểm M bất kỳ trên chu vi tiết diện ngang của đường truyền L_\perp ta xây dựng ba véc tơ: véc tơ đơn vị \vec{n}_0 pháp tuyến với mặt giới hạn S_b , vectơ đơn vị \vec{l}_0 tiếp tuyến với chu vi L_\perp , véc tơ đơn vị \vec{z}_0 hướng theo trục z, Cả ba véc tơ đơn vị này hợp thành một tam diện thuận có đỉnh tại M (hình 1.2). Như vậy một thành phần tiếp tuyến bất kỳ của trường đều có thể biểu diễn như sau:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\tau &= \vec{l}_0 E_l + \vec{z}_0 E_z \\ &= \vec{\tau}_0 \cdot E_\tau \end{aligned} \quad (1.2.15)$$



HÌNH 1.2

$\vec{\tau}_0$ là véc tơ đơn vị tiếp tuyến với mặt S_b tại điểm M.

Từ biểu thức (1.2.13) và (1.2.15), điều kiện bờ (1.2.2) có thể cho dưới dạng tương đương sau:

$$E_z \Big|_{L_\perp} = \psi_1 \quad (1.2.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} H_z \Big|_{L_\perp} = \psi_2$$

$\frac{\partial}{\partial n}$ là đạo hàm riêng theo pháp tuyến đối với mặt S_b , các hàm ψ_1, ψ_2 đã cho phụ thuộc vào các tọa độ ngang q_1, q_2 .

Đến đây các phương trình sóng (1.2.11) cho các thành phần dọc E_z, H_z của trường và điều kiện bờ (1.2.16) có thể tách làm hai bài toán đã cho biết rõ trong vật lý toán như sau:

1) Bài toán Dirichle đối với E_z có dạng:

$$\nabla_q^2 E_z + \chi^2 E_z = 0 \quad (1.2.17)$$

$$E_z \Big|_{L_\perp} = \psi_1$$

2) Bài toán Nôi man đối với H_z có dạng:

$$\nabla_q^2 E_z + \chi^2 E_z = 0 \quad (1.2.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} H_z \Big|_{L_\perp} = \psi_2$$

Như vậy việc tìm các thành phần của cường độ trường điện từ trong đường truyền đồng nhất với điều kiện bờ (1.2.2) thực chất là tìm nghiệm của hai bài toán Dirichle (1.2.17) và Nôi man (1.2.18). Nghiệm của chúng bao gồm vô số các hàm riêng ứng với các giá trị riêng khác nhau có phân bố gián đoạn trong miền xác định.

c) Phân loại trường

Trong đường truyền đồng nhất, trường điện từ tồn tại có cấu trúc và tính chất khác nhau. Người ta có thể phân loại trường dựa trên đặc trưng phân bố của nó dọc theo trục đường truyền và dựa trên các thành phần của trường.

1. Theo đặc trưng phân bố của trường dọc trục z

Ta đã biết từ biểu thức (1.2.5), (1.2.7) tất cả các thành phần của cường độ điện và từ trường phân bố theo tọa độ dọc z dưới dạng hàm mũ $e^{-\gamma z}$, nên ta có thể viết γ dưới dạng:

$$\gamma = i\sqrt{k^2 - \chi^2} \quad (1.2.19)$$

Ta đưa vào các ký hiệu:

$$\lambda_{th} = \frac{2\pi}{\chi}; f_{th} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu} \lambda_{th}} \quad \text{gọi là bước sóng tới hạn, tần số tới hạn} \quad (1.2.20)$$

lúc này có thể viết:

$$\gamma = i\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{th}}\right)^2} \quad (1.2.21)$$

xét các trường hợp sau:

1.1. Khi $\chi^2 < k^2$ tức $\lambda < \lambda_{th}$ hay $f > f_{th}$

Trường hợp này theo (1.2.21) hằng số truyền γ là một số thuần ảo $\gamma = i\beta$,

$$\alpha = 0 \text{ với } \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{f_{th}}{f}\right)^2} \quad (1.2.22)$$

Trường điện từ trong đường truyền có dạng sóng chạy với biên độ không đổi dọc theo trục z. Ta gọi trường điện từ có tính chất truyền lan. Nó được đặc trưng với các đại lượng sau:

- Bước sóng trong đường truyền ký hiệu là λ_c

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{th}}{f}\right)^2}} \quad (1.2.23)$$

- Vận tốc pha:

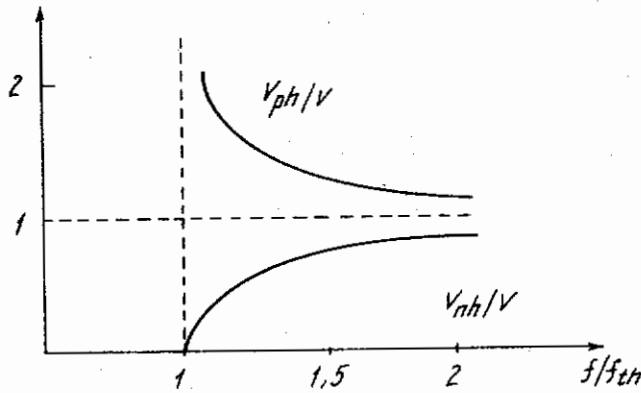
$$V_{ph} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{th}}{f}\right)^2}} \quad (1.2.24)$$

- Vận tốc nhóm:

$$V_{nh} = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{1 - \left(\frac{f_{th}}{f}\right)^2} \quad (1.2.25)$$

λ là bước sóng của trường trong không gian tự do và f là tần số của nó, ϵ , μ là tham số của môi trường chứa trong đường truyền.

Từ biểu thức (1.2.23) chúng ta thấy rằng vận tốc pha của sóng (vận tốc dịch chuyển mặt đồng pha của sóng dọc theo phương z) là hàm của tần số hay bước sóng $V_{ph} = \psi(\omega) = \varphi(\lambda)$. Ta gọi sự phụ thuộc này là đặc trưng tán sắc của sóng trong đường truyền. Sự phụ thuộc của V_{ph} và V_{nh} vào tần số được vẽ ở hình 1.3.



HÌNH 1.3

$$V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.2.26)$$

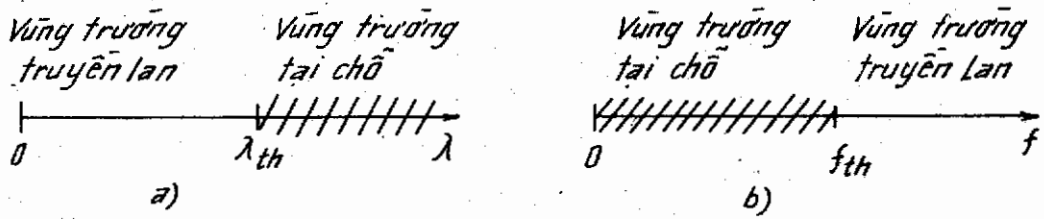
là vận tốc ánh sáng truyền trong môi trường đồng nhất và đẳng hướng.

1.2. Khi $\chi^2 > k^2$ hay $\lambda > \lambda_{th}$ hay $f < f_{th}$

Trường hợp này thì hằng số truyền γ là một số thực:

$$\gamma = \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2 - 1} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{f_{th}}{f}\right)^2 - 1} \quad (1.2.27)$$

Trường hợp này trường điện từ không truyền lan dọc theo trục z của đường truyền, nó có phân bố với biên độ suy giảm theo hàm mũ $e^{-\alpha z}$ dọc theo trục z . Trường lúc này gọi là trường tại chỗ hay trường địa phương. Biên độ trường suy giảm càng nhanh khi λ khác càng xa λ_{th} hay f càng xa f_{th} . Từ đây ta có thể thấy được ý nghĩa vật lý của bước sóng tới hạn λ_{th} và tần số tới hạn. λ_{th} chính là giới hạn trên đối với bước sóng công tác λ của trường điện từ có thể truyền trong đường truyền, còn f_{th} là giới hạn dưới về tần số của trường truyền lan trong đường truyền. Ta có thể biểu diễn các giới hạn đó trên giản đồ hình 1.4 a,b.



HÌNH 1.4

2. Theo các thành phần trường

2.1. Trường được gọi là từ ngang hay điện dọc khi $E_z \neq 0$, $H_z = 0$, nó được ký hiệu là TM hay E. Trong trường hợp chung trường TM(E) trong đường truyền có 5 thành phần của trường.

Thành phần dọc E_z được tìm từ bài toán Dirichle (1.2.17), còn các thành phần ngang có dạng suy từ (1.2.13) được:

$$\begin{aligned} \vec{E}_q &= -\frac{\gamma}{\chi^2} \nabla_q E_z \\ \vec{H}_q &= -\frac{i\omega\epsilon}{\chi^2} [\vec{z}_0 \times \nabla_q E_z] \end{aligned} \quad (1.2.28)$$

$$\frac{E_q}{H_q} = \frac{\gamma}{i\omega\epsilon} = Z_c^e$$

Z_c^e gọi là trở sóng ngang của trường TM(E) trong đường truyền. Nó bằng tỷ số của thành phần ngang của điện trường trên thành phần ngang của từ trường. Với sóng truyền lan thì $Z_c^e = \frac{i\beta}{i\omega\epsilon} = \frac{\beta}{\omega\epsilon}$ là một số thực, tức là các thành phần ngang của điện trường và từ trường của sóng đồng pha, véc tơ Umôp-pôn-tinh trung bình chỉ sự truyền năng lượng của sóng trong trường truyền khác không.

Với trường tại chỗ thì $Z_c^e = \frac{\alpha}{i\omega\epsilon}$ là một số thuần ảo, các thành phần ngang của điện trường lệch pha với các thành phần ngang của từ trường một góc $\frac{\pi}{2}$, do đó vectơ Umôp-pôn-tinh trung bình của trường bằng 0, không có sự truyền năng lượng dọc trục z của đường truyền.

2.2. Trường gọi là điện ngang hay từ dọc và có ký hiệu là TE hay H khi có $E_z = 0$, $H_z \neq 0$. Thành phần dọc của từ trường H_z của trường này được tìm từ bài toán Nôiman (1.2.18), nó nói chung có đủ 5 thành phần của trường.

Các thành phần ngang của trường TE(H) được tính từ (1.2.13) có dạng:

$$\begin{aligned}\vec{H}_q &= -\frac{\gamma}{\chi^2} \nabla_q H_z \\ \vec{E}_q &= \frac{i\omega\mu}{\chi^2} [\vec{z}_0 \times \nabla_q E_z]\end{aligned}\quad (1.2.29)$$

$$\frac{E_q}{H_q} = \frac{i\omega\mu}{\gamma} = Z_c^h$$

Ở đây Z_c^h được gọi là trở sóng ngang của trường TE(H). Nó bằng tỷ số của các thành phần ngang của điện trường trên các thành phần ngang của từ trường. Khi trường TE(H) truyền lan dọc trục z thì Z_c^h là một số thực, còn khi TE(H) là tại chỗ thì Z_c^h là một số thuần ảo.

2.3. Ngoài hai loại trường TM(E), TE(H), trong đường truyền còn tồn tại dạng trường mà cả thành phần dọc của điện trường E_z và từ trường H_z đều vắng mặt tức $E_z = H_z = 0$. Ta gọi trường này là trường điện từ ngang và ký hiệu là TEM. Từ biểu thức (1.2.13) ta thấy rằng điều kiện cần thiết để các thành phần ngang của trường này khác không khi các thành phần dọc E_z, H_z của nó bằng không là số sóng ngang $\chi = 0$.

Các thành phần ngang của trường TEM sẽ được tìm từ các phương trình sóng (1.2.10) khi cho $\chi = 0$ có dạng:

$$\begin{aligned}\nabla_q^2 \vec{E}_q &= 0 \\ \nabla_q^2 \vec{H}_q &= 0\end{aligned}\quad (1.2.30)$$

(1.2.30) là phương trình Laplace. Phương trình này cũng mô tả trường trong hệ tĩnh điện và hệ tĩnh từ. Từ đó ta rút ra kết luận rằng trường điện từ TEM chỉ tồn tại trong các dạng đường truyền mà trong đó có khả năng tồn tại các trường tĩnh, hơn nữa sự phân bố giá trị tức thời của trường biến đổi TEM sẽ trùng với phân bố của bài toán trường tĩnh tương ứng. Từ đó ta suy ra rằng trường TEM sẽ tồn tại trong các đường truyền mà tiết diện ngang của nó là vùng không đơn liên, được giới hạn bởi nhiều (ít nhất là hai) các chu vi kín không giao nhau hoặc đường đi ra vô cùng. Chẳng hạn trường TEM tồn tại trong đường dây song hành có hai hay nhiều dây dẫn, trong ống dẫn sóng đồng trục, cáp đồng trục vv... Trong những đường truyền dạng trên khi truyền sóng TEM ta có thể áp dụng các khái niệm về điện áp và dòng điện.

Vì số sóng ngang của trường TEM, $\chi = 0$ nên bước sóng tới hạn của nó $\lambda_{th} = \infty$, và suy ra $\lambda_t = \lambda$, $\beta = k$, $V_{nh} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = V$, sự tán sắc trong đường truyền TEM không xảy ra. Trường TEM có thể truyền dọc theo đường truyền với tần số bất kỳ, trở sóng ngang của trường TEM cho bởi công thức:

$$Z_{c\text{TEM}} = \frac{E_q}{H_q} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = Z_c \quad (1.2.31)$$

Nếu môi trường bên trong là chân không hoặc không khí thì:

$$Z_{c\text{TEM}} = Z_c^0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi\Omega \approx 377\Omega$$

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \text{ F/m} ; \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

Chú ý: trường hợp chung, trong đường truyền đồng nhất tồn tại cả sáu thành phần của trường điện từ, thì tùy theo thành phần dọc của E_z hay H_z chiếm ưu thế mà gọi là trường EH hay trường HE. Ta gọi chúng là trường lai ghép.

d) Công suất trường và sự suy giảm của sóng

Công suất truyền lan của sóng dạng bất kì trong đường truyền đồng nhất, được tính từ kết quả của lí thuyết trường điện từ như sau:

$$P = \frac{1}{2} \text{re} \int_{S_1} [\vec{E}_m \times \vec{H}_m] \cdot d\vec{S} = \frac{1}{2} \text{re} \int_{S_1} [\vec{E}_q \times \vec{H}_q] \cdot d\vec{S} \quad (1.2.32)$$

vì véc tơ $d\vec{S}$ trùng với trục Oz của đường truyền và với các trường TM(E), TE(H) hay TEM ta đều có:

$$\vec{E}_q = Z'_c \cdot \vec{H}_q \quad (1.2.33)$$

Z'_c đại diện cho Z_c^e , Z_c^h và $Z_{c\text{TEM}}$, với sóng truyền lan đều là các số thực, nên ta có thể viết (1.2.32) qua dạng gọn hơn là:

$$P = \frac{1}{2} Z'_c \int_{S_1} |\vec{H}_q|^2 dS = \frac{1}{2Z'_c} \int_{S_1} |\vec{E}_q|^2 dS \quad (1.2.34)$$

S_1 là tiết diện ngang của đường truyền. Trong đường truyền có tiêu hao năng lượng thì hằng số truyền γ là một số phức có dạng (1.2.6) nên phân bố năng lượng của trường và công suất dọc theo đường truyền có dạng:

$$\begin{aligned} E_m &= E_{m0} \cdot e^{-\alpha z} \\ P &= P_0 \cdot e^{-2\alpha z} \end{aligned} \quad (1.2.35)$$

Tức là biên độ trường và công suất truyền lan suy giảm dọc theo trục z dạng hàm mũ với hệ số suy giảm là α (cũng gọi là hệ số tiêu hao). Ta hãy tính hệ số suy giảm α . Sự thay đổi công suất truyền của sóng trên một đơn vị độ dài của đường truyền gây nên bởi tiêu hao trong nó chính bằng công suất tiêu hao của sóng tính trên một đơn vị độ dài của trường truyền. Vì vậy từ (1.2.35) ta có:

$$\frac{dP}{dz} = -P_{th}^1 = 2\alpha P \quad (1.2.36)$$

P_{th}^1 là công suất tiêu hao của sóng tính trên một đơn vị dài của đường truyền, dấu trừ trước P_{th}^1 chỉ công suất truyền trên đường truyền giảm.

Từ (1.2.36) ta tính được hệ số tiêu hao α của trường :

$$\alpha = \frac{P_{th}}{2P} \quad (1.2.37)$$

Hệ số suy giảm α của sóng trong đường truyền được tính bằng đơn vị dB/m hay nepe/m, ta có quan hệ $1 \text{ nepe} = 8,68 \text{ dB}$.

Nếu gọi L là sự tiêu hao của sóng truyền qua đường truyền có chiều dài là l , thì L được biểu diễn qua đơn vị nepe và dB theo công thức sau:

$$L(\text{dB}) = 10 \lg \frac{P_v}{P_{ra}} = 20 \lg |E_{mv}/E_{mra}| = 8,68 \alpha \cdot l \quad (1.2.38)$$

$$L(\text{nepe}) = \ln |E_{mv}/E_{mra}| = \alpha \cdot l$$

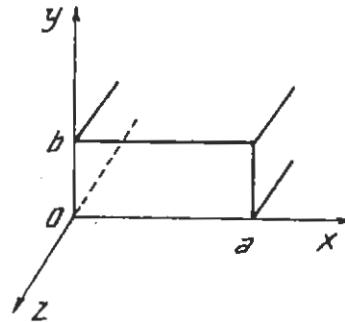
Ở đây P_v , P_{ra} là công suất của sóng ở lối vào và lối ra của đường truyền, E_{mv} và E_{mra} là biên độ của điện trường của sóng ở lối vào và lối ra.

Để đánh giá chất lượng của đường truyền, người ta còn đưa vào khái niệm hiệu suất của đường truyền và kí hiệu là η được tính theo công thức:

$$\eta = \frac{P_{ra}}{P_v} \quad (1.2.39)$$

§ 1.3. TRƯỜNG ĐIỆN TỬ TRONG ỐNG DẪN SÓNG CHỮ NHẬT

Ống dẫn sóng chữ nhật là một ống kim loại rỗng, thẳng có tiết diện ngang hình chữ nhật, bên trong có chứa điện môi đồng nhất hoặc không khí. Để tìm trường điện từ trong ống dẫn sóng chữ nhật ta chọn hệ tọa độ Đề các có dạng như hình (1.5).



HÌNH 1.5

Trục z chọn trùng với trục của

ống dẫn sóng, trục x hướng theo thành rộng, trục y hướng theo thành hẹp. Lúc này các tọa độ ngang $q_1 = x$, $q_2 = y$. Ống dẫn sóng chữ nhật được dùng phổ biến trong dải sóng cm. Trong nó tồn tại các trường TM(E) và TE(H).

Để cho đơn giản ta xét với trường hợp ống dẫn sóng chữ nhật có dạng lí tưởng có thành làm bằng kim loại dẫn điện lí tưởng có $\sigma_{kl} = \infty$ và bên trong là chân không hoặc không khí có $\sigma_{dm} = 0$. Ta lần lượt tìm các trường TM(E), TE(H) trong ống dẫn sóng này.

a) Trường TM(E)

Bài toán Dirichle cho thành phần dọc E_z đối với ống dẫn sóng chữ nhật trong hệ tọa độ Đề các có dạng:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \chi^2 E_z = 0 \quad (1.3.1)$$

$$\dot{E}_z|_{x=0, a; y=0, b} = 0$$

a, b là chiều rộng và chiều cao của ống dẫn sóng chữ nhật.

Ta tìm nghiệm E_z bằng phương pháp phân ly biến số. Ta đặt:

$$E_z(x, y) = X(x) \cdot Y(y) \quad (1.3.2)$$

và đưa nó vào phương trình (1.3.1) sẽ tính được hai phương trình sau:

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + \chi_x^2 \cdot X = 0 \quad (1.3.3)$$

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} + \chi_y^2 \cdot Y = 0$$

$$\chi^2 = \chi_x^2 + \chi_y^2 \quad (1.3.4)$$

điều kiện bờ tương ứng cho chúng:

$$X \Big|_{x=0, a} = 0 \quad (1.3.5)$$

$$Y \Big|_{y=0, b} = 0$$

Nghiệm tổng quát của (1.3.3) là tổ hợp tuyến tính các nghiệm riêng (là các hàm riêng) có dạng sau:

$$X(x) = A \sin(\chi_x \cdot x) + B \cos(\chi_x \cdot x) \quad (1.3.6)$$

$$Y(y) = C \sin(\chi_y \cdot y) + D \cos(\chi_y \cdot y)$$

Ở đây A, B, C, D là các hằng số. Ta sử dụng điều kiện bờ (1.3.5) cho các nghiệm (1.3.6) sẽ xác định được các giá trị riêng χ_x , χ_y .

Khi $x = 0$, $y = 0$ ta chọn được $B = D = 0$.

Khi $x = a$, $y = b$ thì có:

$$\sin(\chi_x \cdot a) = 0$$

$$\sin(\chi_y \cdot b) = 0$$

Từ đó suy ra:

$$\chi_x = \frac{m\pi}{a} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1.3.7)$$

$$\chi_y = \frac{n\pi}{b} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Cuối cùng theo (1.3.2), (1.3.6) và (1.3.7) ta có kết quả:

$$E_z(x, y) = C_e \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (1.3.8)$$

C_e là hằng số tùy ý.

Các thành phần ngang của điện trường và từ trường được tính từ công thức (1.2.28) có dạng:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\gamma}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\gamma}{\chi^2} C_e \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ E_y &= -\frac{\gamma}{\chi^2} C_e \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \\ H_x &= -\frac{E_y}{Z_c^e}, \quad H_y = \frac{E_x}{Z_c^e} \end{aligned} \quad (1.3.9)$$

Bước sóng tới hạn của trường TM(E) trong ống dẫn này có dạng:

$$\lambda_{th} = \frac{2\pi}{\chi} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (1.3.10)$$

b) Trường TE(H)

Đối với trường TE(H) thì thành phần dọc của từ trường H_z được tìm từ bài toán Nôiman sau:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \chi^2 H_z = 0 \quad (1.3.11)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} \Big|_{x=0, a} = 0, \quad \frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_{y=0, b} = 0$$

Ta cũng tiến hành tương tự với trường TM(E), bằng cách đặt:

$$H_z(x, y) = X(x) \cdot Y(y)$$

vào phương trình (1.3.11) và tách ra được hai phương trình có dạng tương tự như (1.3.3) và có nghiệm dạng (1.3.6). Điều kiện bờ bây giờ có khác là:

$$\frac{dX}{dx} \Big|_{x=0, a} = 0, \quad \frac{dY}{dy} \Big|_{y=0, b} = 0 \quad (1.3.12)$$

Do đó ta cũng tìm được các số sóng ngang dạng:

$$\chi_x = \frac{m\pi}{a} \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.3.13)$$

$$\chi_y = \frac{n\pi}{b} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

với các hằng số $A = C = 0$. Nên cuối cùng nhận được kết quả từ trường dọc H_z :

$$H_z(x, y) = C_h \cdot \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (1.3.14)$$

C_h là hằng số tùy ý.

Các số nguyên m, n có thể lấy bằng không, trừ trường hợp cả $m = n = 0$.

Các thành phần điện và từ trường ngang của trường TE(H) được tính qua H_z theo biểu thức (1.2.29) như sau:

$$H_x = \frac{\gamma}{\chi^2} C_h \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right)$$

$$H_y = \frac{\gamma}{\chi^2} C_h \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (1.3.15)$$

$$E_x = H_y Z_c^h, \quad E_y = -H_x Z_c^h$$

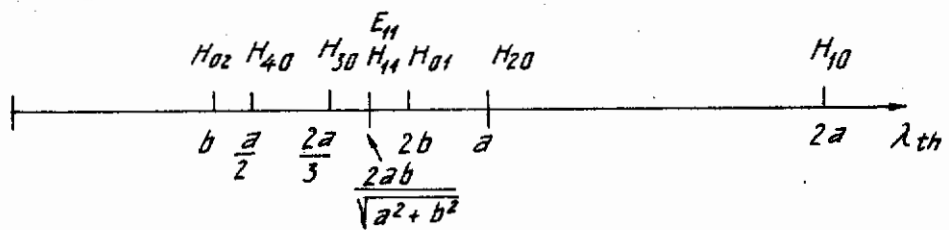
Bước sóng tới hạn của trường này cũng được biểu thị có dạng như biểu thức (1.3.10).

c) Các trường đơn vị

Từ các biểu thức (1.3.8), (1.3.9) (1.3.14) và (1.3.15) ứng với mỗi cặp số nguyên (m, n) đã cho, ta có dạng trường $TM_{mn}(E_{mn})$ và $TE_{mn}(H_{mn})$ có cấu trúc khác nhau trong ống dẫn sóng chữ nhật. Người ta chứng minh được rằng các dạng trường trên là trực giao và chuẩn hóa được, nên chúng lập thành một hệ cơ sở và gọi các trường này là trường nguyên tố hay trường đơn vị. Mỗi trường đơn vị có bước sóng tới hạn của nó xác định bởi biểu thức (1.3.10). Từ các biểu thức (1.2.23) và (1.2.24) ta thấy với cùng giá trị của bước sóng công tác λ (hay bước sóng trong không gian tự do), các trường đơn vị khác nhau ngoài cấu trúc các thành phần trường khác nhau chúng còn có bước sóng trong ống dẫn sóng λ_{th} và vận tốc pha v_{pb} khác nhau. Các chỉ số nguyên m, n của các trường đơn vị ngoài chỉ loại trường ra còn cho ta thấy số nửa chu kỳ biến thiên của các thành phần trường dọc theo các cạnh của tiết diện ngang ống dẫn sóng chữ nhật. Hai trường đơn vị có cùng cấp m, n là $TM_{mn}(E_{mn})$ và $TE_{mn}(H_{mn})$ có bước sóng tới hạn bằng nhau nhưng cấu trúc các thành phần trường khác nhau được gọi là các trường suy biến.

Nếu ta biểu diễn giá trị của bước sóng tới hạn λ_{th} của các dạng trường đơn vị trong ống dẫn sóng chữ nhật có kích thước ngang $a > 2b$ trên trục số như hình (1.6) ta sẽ nhận được phổ của bước sóng tới hạn và bảng sau:

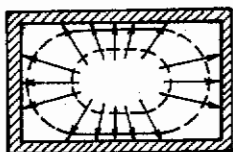
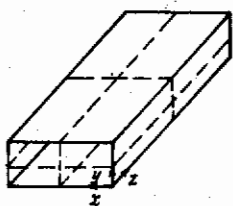
Trường đơn vị	H_{10}	H_{20}	H_{01}	H_{11}, E_{11}	H_{30}	H_{10}	H_{02}
λ_{th}	$2a$	a	$2b$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$	$\frac{2a}{3}$	$\frac{a}{2}$	b



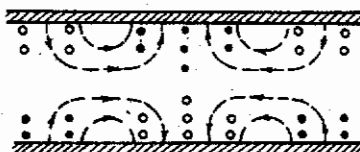
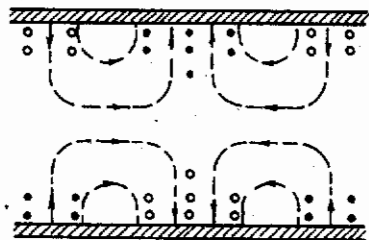
HÌNH 1.6

Từ biểu thức (1.3.10) và hình (1.6) ta thấy các trường đơn vị có chỉ số m, n càng lớn thì bước sóng tới hạn càng giảm và phổ của chúng phân bố càng dày hơn về phía gốc 0. Trong tất cả các trường đơn vị, trường $TE_{10}(H_{10})$ có $\lambda_{th} = 2a$ là lớn nhất, nên được gọi là trường cơ bản, còn các trường đơn vị khác gọi là trường bậc cao.

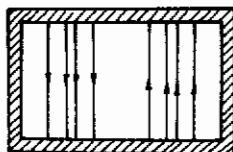
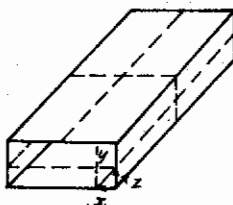
Cấu trúc đường sức điện từ trường của một số trường bậc cao có chỉ số thấp trong ống dẫn sóng chữ nhật: E_{11} , H_{20} , H_{11} được vẽ trên các hình (1.7), (1.8) và (1.9).



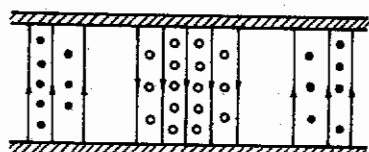
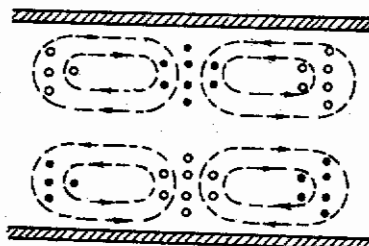
HÌNH 1.7



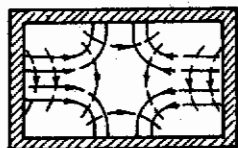
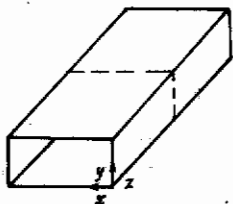
E_{11}



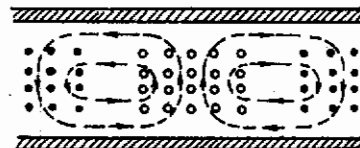
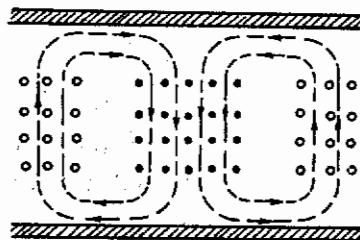
HÌNH 1.8



H_{20}



HÌNH 1.9



H_{11}

Chúng ta đã biết trong ống dẫn sóng chữ nhật, có thể tồn tại nhiều dạng trường đơn vị, chúng có cấu trúc khác nhau và rất phức tạp. Nhưng các dạng trường đơn vị này có dạng hoặc là truyền lan, hoặc là tại chỗ tùy theo quan hệ giữa bước sóng tới hạn của chúng và bước sóng công tác đã chọn. Trong kỹ thuật người ta mong muốn rằng trong ống dẫn sóng chữ nhật chỉ truyền lan một dạng trường đơn vị và như vậy cấu trúc trường sẽ đơn giản hơn. Từ giản đồ phổ bước sóng tới hạn hình (1.6) ta thấy rằng nếu chọn bước sóng công tác nằm trong khoảng $a < \lambda < 2a$ thì chỉ có một trường cơ bản H_{10} là truyền lan được trong ống dẫn sóng chữ nhật, các trường bậc cao khác đều là trường tại chỗ. Do vậy sau một khoảng cách nào đó tới phần tử kích thích trong ống dẫn sóng các trường bậc cao có biên độ suy giảm hết và chỉ còn trường cơ bản H_{10} truyền lan. Nếu ta chọn bước sóng công tác $\lambda > 2a$ thì không có trường đơn vị nào truyền lan được, tất cả chúng đều là trường tại chỗ. Khi ta chọn $0 < \lambda < a$ thì trong ống dẫn sóng chữ nhật có từ hai (H_{10}, H_{20}) đến nhiều trường đơn vị cùng truyền lan được.

Vì trường cơ bản được sử dụng chủ yếu trong ống dẫn sóng chữ nhật nên chúng ta phân tích trường này tỉ mỉ hơn.

§ 1.4. TRƯỜNG CƠ BẢN $TE_{10}(H_{10})$ TRONG ỐNG DẪN SÓNG CHỮ NHẬT

a) Cấu trúc trường và dòng mặt

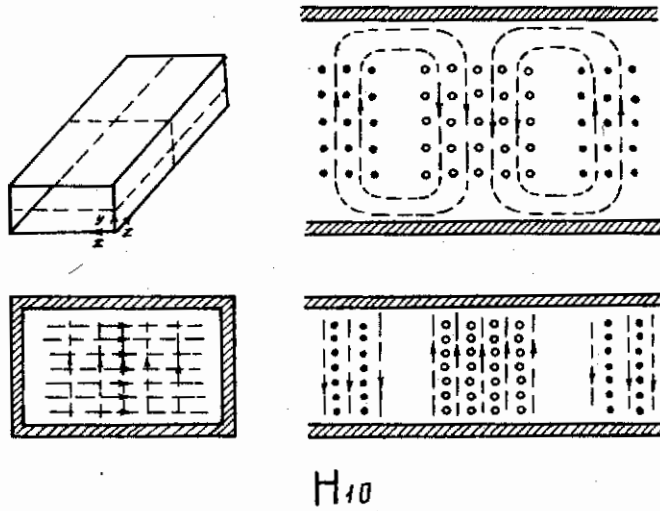
Các thành phần cường độ trường của trường cơ bản $TE(H_{10})$ được tính từ biểu thức trường $TE_{mn}(H_{mn})$ (1.3.14), (1.3.15) khi đặt $m = 1, n = 0$ và $\gamma = i\beta, \chi = \pi/a$ nhận được:

$$\begin{aligned} H_z &= H_m \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \\ H_x &= \frac{i\beta}{\pi} H_m \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \\ E_y &= -\frac{i\beta}{\pi} H_m Z_c^h = -iE_m \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \\ E_m &= \frac{\beta}{\pi} H_m Z_c^h = \frac{\omega\mu}{\pi} H_m \\ E_x &= E_z = H_y = 0 \end{aligned} \quad (1.4.1)$$

Để mô tả cấu trúc đường sức điện từ trường của trường cơ bản H_{10} , ta cần tính giá trị tức thời của các thành phần trường của nó bằng cách nhân các biểu thức biên độ phức (1.4.1) với thừa số $e^{i(\omega t - \beta z)}$ và lấy phần thực ta được:

$$\begin{aligned} H_z(x, y, z, t) &= H_m \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cos(\omega t - \beta z) \\ H_x(x, y, z, t) &= -\frac{\beta}{\pi} H_m \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \sin(\omega t - \beta z) \\ E_y(x, y, z, t) &= E_m \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \sin(\omega t - \beta z) \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

và cấu trúc đường sức các vectơ cường độ trường của trường cơ bản H_{10} tại một thời điểm t nào đó được vẽ ở hình 1.10.



HÌNH 1.10.

Từ hình 1.10 ta thấy: điện trường chỉ có một thành phần E_y phân cực thẳng dọc theo trục y tức vuông góc với thành rộng ống dẫn sóng. Điện trường có biên độ cực đại ở giữa thành rộng $x = a/2$ và bằng 0 ở hai bên thành hẹp $x = 0, a$.

Từ trường gồm hai thành phần H_z và H_x , có pha lệch nhau một góc là $\pi/2$ nên nó phân cực elip trong mặt phẳng xOz . Phân cực này sẽ chuyển về phân cực thẳng hướng theo trục x tại giữa thành rộng ($x = a/2$; $H_{x\max}$, $H_z = 0$) và hướng theo trục z ở hai bên thành hẹp ($x = 0, a$; $H_x = 0$; $H_{z\max}$). Tại tiết diện dọc có tọa độ x_1, x_2 từ trường H có phân cực tròn quay theo 2 chiều ngược nhau. Ta tính được:

$$x_1 = \frac{a}{\pi} \arctg \left(\frac{\lambda}{2a \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2}} \right), \quad x_2 = a - x_1 \quad (1.4.3)$$

Từ (1.4.2) ta thấy trường cơ bản H_{10} chỉ có ba thành phần khác không có cấu trúc khá đơn giản, cả ba thành phần đều không phụ thuộc vào tọa độ y , tức chúng phân bố đều dọc theo trục y .

Chúng ta đều biết khi có sóng truyền lan trong ống dẫn sóng, thì ở thành bên trong của nó do hiệu ứng bề mặt mà xuất hiện dòng điện mặt. Do vậy việc nghiên cứu cấu trúc dòng điện mặt của trường cơ bản H_{10} là rất cần thiết. Từ lý thuyết trường điện từ ta có:

$$\vec{i}_s = [\vec{n}_0 \times \vec{H}] \quad (1.4.4)$$

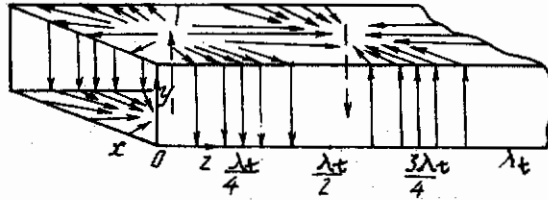
vì từ trường chỉ có hai thành phần H_z, H_x và vectơ pháp tuyến \vec{n}_0 trên hai thành rộng ống dẫn sóng hướng theo trục y , còn trên hai thành hẹp của nó \vec{n}_0 hướng theo trục x . Do đó ta có:

- Trên thành rộng: $y = 0$, b: dòng điện mặt có hai thành phần chảy theo trục z và x với giá trị:

$$i_{sx} = H_z$$

$$i_{sz} = H_x$$

- Trên thành hẹp: $x = 0$, a: dòng điện mặt chảy bên trong chỉ có một thành phần theo hướng trục y với giá trị $i_{sy} = H_x$ và cấu trúc dòng điện mặt chảy ở bên trong các thành ống dẫn sóng chữ nhật của trường cơ bản H_{10} được vẽ ở hình 1.11.



HÌNH 1.11

Từ hình (1.11) ta thấy các dòng điện mặt sẽ tập trung tại các nút ở giữa thành rộng cách nhau một khoảng $\lambda/2$. Tại các nút ở các thành rộng đối diện nhau các dòng điện mặt này sẽ được khép kín bởi các dòng điện dịch $\vec{J}_{dc} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ tạo nên dòng điện kín toàn phần.

Việc nghiên cứu cấu trúc dòng điện mặt của trường cơ bản H_{10} tại mặt trong thành ống dẫn sóng chữ nhật, giúp cho việc tính tiêu hao của trường này khi truyền trong nó, đồng thời cũng giúp ích cho các bài toán kích thích trường này trong ống dẫn sóng, ghép các ống dẫn sóng với nhau, và dẫn năng lượng từ ống dẫn sóng ra tải.

b) Công suất truyền và tiêu hao

Công suất truyền của sóng cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật được tính theo biểu thức (1.2.34) với $E_q = E_y$ từ (1.4.1) hoặc (1.4.2)

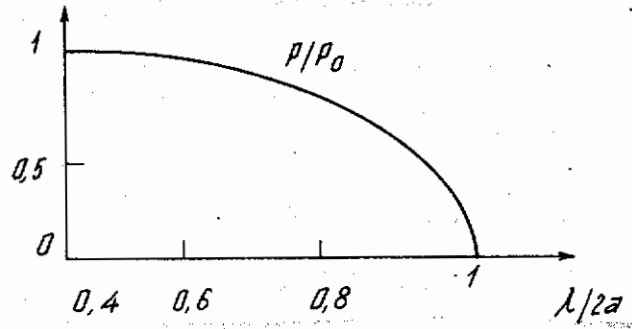
$$P(H_{10}) = \frac{1}{2Z_c^h(H_{10})} \int_0^a \int_0^b E_m^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{a}x\right) dx dy$$

$$P(H_{10}) = P_o \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (1.4.5)$$

với
$$P_o = \frac{abE_m^2}{4\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \quad (1.4.6)$$

$$Z_c^h(H_{10}) = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (1.4.7)$$

Đường cong biểu diễn công suất truyền lan của trường cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật phụ thuộc tỉ số $\lambda/2a$ được vẽ ở hình 1.12.



HÌNH 1.12

Nếu gọi biên độ cường độ điện trường trong ống dẫn sóng mà bắt đầu xảy ra hiện tượng đánh lửa trong nó là điện trường đánh thủng và ký hiệu là E_{dt} thì biểu thức (1.4.5) cho ta tính được công suất truyền lan giới hạn của sóng cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật là:

$$P_{gh} = \frac{abE_{dt}^2}{4\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (1.4.8)$$

Người ta đã biết trong điều kiện áp suất bình thường của không khí trong ống dẫn sóng chữ nhật thì $E_{dt} \approx 3 \cdot 10^6 \text{V/m}$ và nếu thay các giá trị của ϵ_0 , μ_0 thì ta có:

$$P_{gh} \approx 597ab \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (\text{W}) \quad (1.4.9)$$

Để cho ống dẫn sóng làm việc bình thường không hỏng, công suất truyền của sóng H_{10} qua nó phải luôn luôn nhỏ hơn P_{gh} .

Từ hình 1.12 ta thấy khi bước sóng công tác λ càng gần tới λ_{th} thì công suất truyền của sóng H_{10} trong ống dẫn sóng càng giảm.

Bây giờ ta tính hệ số suy giảm hay tiêu hao α của trường cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng. Vì trong ống dẫn sóng chữ nhật bên trong chứa không khí, nên tiêu hao trong nó chủ yếu là do hiệu ứng bề mặt, còn tiêu hao do điện môi bằng không. Vậy ta chỉ tính α_{kl} do hiệu ứng bề mặt trên thành bên trong ống dẫn sóng theo biểu thức (1.2.37).

Đối với các ống dẫn sóng thực, do có độ dẫn điện riêng σ_{kl} là hữu hạn mặc dù rất lớn nên thành phần tiếp tuyến của cường độ điện trường E , ở thành trong ống dẫn sóng mặc dù khá nhỏ song vẫn khác không. Do vậy cấu trúc trường trong ống dẫn sóng chữ nhật thực phức tạp hơn so với trường trong ống dẫn sóng chữ nhật lý tưởng mà ta đã tìm trước đây. Trong ống dẫn sóng thực bao giờ cũng có tổn hao năng lượng do hiệu ứng bề mặt vì có dòng mặt chảy trên thành kim loại của nó.

Tuy nhiên để tính tiêu hao trong ống dẫn sóng thực, người ta có thể sử dụng các kết quả của biểu thức trường trong ống dẫn sóng lý tưởng để tính và cho kết quả với sai số nhỏ, vì đại đa số các kim loại làm ống dẫn sóng đều có độ dẫn điện riêng σ_{kl} rất lớn, tiêu hao trên thành khá nhỏ, cấu trúc trường trong nó rất gần với trường trong trường hợp lý tưởng.

Để tính α theo (1.2.37), ta phải tính công suất tiêu hao của sóng H_{10} trên một đơn vị độ dài của ống dẫn sóng. Từ kết quả của lý thuyết trường điện từ [15] ta có công suất tiêu hao của trường trên diện tích S của mặt kim loại là:

$$P_{th} = \frac{1}{2} R_S \int_S |H_\tau|^2 dS \quad (1.4.10)$$

$$R_S = \sqrt{\frac{\omega \mu_{kl}}{2\sigma_{kl}}} \quad (1.4.11)$$

là điện trở mặt riêng của mặt kim loại làm ống dẫn sóng, H_τ là biên độ thành phần tiếp tuyến của cường độ từ trường trên mặt kim loại, μ_{kl} và σ_{kl} là độ từ thẩm và độ dẫn điện riêng của kim loại.

Vì biên độ của trường H_τ không phụ thuộc tọa độ z , mà $dS = dz \cdot dl$, dl là vi phân chu vi ống dẫn sóng, nên công suất tiêu hao của trường tính trên một đơn vị độ dài của ống dẫn sóng sẽ là:

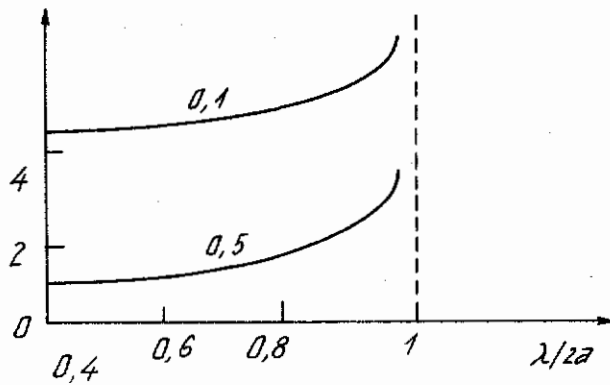
$$P_{th}^l = \frac{1}{2} R_S \oint_{L_\perp} |H_\tau|^2 dl \quad (1.4.12)$$

L_\perp là chu vi tiết diện ngang ống dẫn sóng.

Từ các biểu thức (1.2.37), (1.4.1), (1.4.5) và (1.4.12) ta nhận được hệ số suy giảm α_{kl} của trường cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật là:

$$\alpha_{kl}(H_{10}) = \frac{R_S}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \frac{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{b \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (1.4.13)$$

người ta vẽ được đường cong $\alpha_{kl}(H_{10})$ phụ thuộc vào $\lambda/2a$ cho hai trường hợp với $b/a = 0,1$ và $b/a = 0,5$ ở hình 1.13.



HÌNH 1.13

Từ hình 1.13 ta thấy suy giảm của trường cơ bản tăng đáng kể khi λ gần với λ_{th} và khi kích thước a không đổi mà chiều cao b giảm thì có α_{kl} lớn.

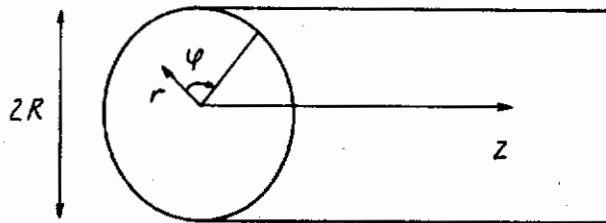
Kết hợp ba yêu cầu là để trong ống dẫn sóng chữ nhật chỉ truyền lan một trường cơ bản H_{10} với công suất truyền lan lớn và tiêu hao trong nó nhỏ, người ta thường chọn kích thước a, b của ống dẫn sóng chữ nhật và dải tần công tác theo quan hệ sau:

$$1,05a \leq \lambda \leq 1,6a; \quad b \leq a/2$$

Trong kỹ thuật các kích thước ngang của ống dẫn sóng đã được chọn theo tiêu chuẩn cho các dải tần khác nhau và được cho trong sổ tay [8]. Ví dụ với dải sóng $\lambda = 3\text{cm}$ thì $a = 2,3\text{cm}$, $b = 1\text{cm}$ còn $\lambda = 10\text{cm}$ thì $a = 7,2\text{cm}$, $b = 3,4\text{cm}$.

1.5. TRƯỜNG ĐIỆN TỬ TRONG ỐNG DẪN SÓNG TRÒN

Ngoài ống dẫn sóng chữ nhật trong kỹ thuật siêu cao còn sử dụng ống dẫn sóng trụ tròn để truyền sóng siêu cao. Ống dẫn sóng trụ tròn là một ống làm bằng kim loại dẫn điện tốt, tiết diện ngang hình tròn, bên trong chứa điện môi đồng nhất. Để tìm trường điện từ trong ống dẫn sóng trụ tròn ta xét trường hợp ống dẫn sóng là lý tưởng tức có độ dẫn điện riêng $\sigma_{kl} = \infty$ và $\sigma_{dm} = 0$. Ta chọn hệ tọa độ trụ tròn có trục z trùng với trục của ống dẫn sóng, còn hai trục tọa độ ngang nằm trong tiết diện ngang của ống (hình 1.14) $q_1 = r$, $q_2 = \varphi$.



HÌNH 1.14

R là bán kính ống dẫn sóng tròn. Cũng giống như ống dẫn sóng chữ nhật, trong ống dẫn sóng tròn tồn tại hai dạng trường là TM(E) và TE(H).

a) Trường TM(E)

Trường TM(E) được tìm từ nghiệm của bài toán Dirichle đối với thành phần dọc của điện trường E_z (1.2.17). Trong tọa độ trụ tròn nó có dạng:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \chi^2 E_z = 0 \quad (1.5.1)$$

$$E_z \Big|_{r=R} = 0$$

Ta đặt: $E_z(r, \varphi) = R(r) \cdot \phi(\varphi)$ (1.5.2)

vào trong (1.5.1) và tách được hai phương trình:

$$\frac{d^2 \phi}{d\varphi^2} + m^2 \phi = 0 \quad (1.5.3)$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\chi^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (1.5.4)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

Phương trình (1.5.3) có nghiệm dạng:

$$\phi(\varphi) = A \cdot \cos m\varphi + B \cdot \sin m\varphi = C \cdot \cos(m\varphi - \varphi_0) \quad (1.5.5)$$

A, B, C là các hằng số, φ_0 là góc cực ban đầu, có thể chọn $\varphi_0 = 0$.

Phương trình (1.5.4) là phương trình Besell cấp m, nó cho nghiệm tổng quát có dạng:

$$R_m(r) = D \cdot J_m(\chi r) + E \cdot N_m(\chi r) \quad (1.5.6)$$

D, E là các hằng số, $J_m(\chi r)$ là hàm Besell cấp m, $N_m(\chi r)$ là hàm Nôiman cấp m.

Trường điện từ ở trục ống dẫn sóng tròn ($r = 0$) là hữu hạn, trong khi đó hàm Nôiman $N_m(0) \rightarrow -\infty$, nên ta chọn hằng số $E = 0$. Cuối cùng ta nhận được biểu thức của điện trường dọc E_z là:

$$E_z(r, \varphi) = C_e \cdot J_m(\chi r) \cdot \cos(m\varphi - \varphi_0) \quad (1.5.7)$$

Để tìm số sóng ngang χ ta ứng dụng điều kiện bờ sau:

$$E_z \Big|_{r=R} = 0 \rightarrow J_m(\chi r) \Big|_{r=R} = 0 \quad (1.5.8)$$

Nếu gọi ϵ_{mn} , $n = 1, 2, 3, \dots$ là nghiệm thứ n của hàm Besell cấp m, tức:

$$J_m(\epsilon_{mn}) = 0$$

thì số sóng ngang được tính:

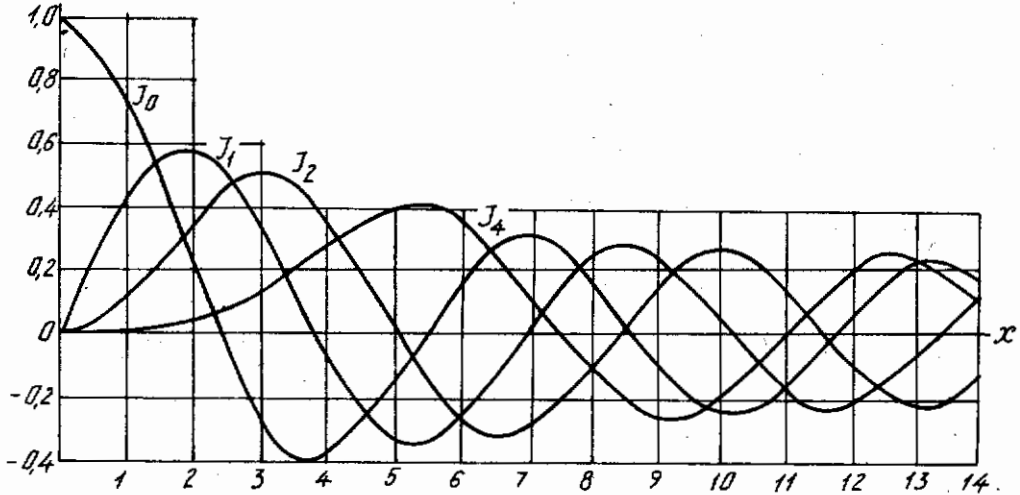
$$\chi = \frac{\epsilon_{mn}}{R} \quad (1.5.9)$$

do đó bước sóng tới hạn của trường TM(E) là:

$$\lambda_{th}^e = \frac{2\pi}{\chi} = \frac{2\pi R}{\epsilon_{mn}} \quad (1.5.10)$$

Người ta đã lập được bảng các nghiệm ϵ_{mn} và vẽ đồ thị một số hàm Bessel cấp thấp nhất như ở hình 1.15.

n \ m	0	1	2	3
1	2,405	3,832	5,135	6,379
2	5,520	7,016	8,417	9,760
3	8,654	10,173	11,620	13,017



HÌNH 1.15

Các thành phần ngang của trường TM(E) được tìm theo biểu thức (1.2.28) có dạng:

$$E_r = -\frac{\gamma C_c}{\chi} J'_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0)$$

$$E_\varphi = \frac{\gamma C_c m}{\chi^2 r} J_m(\chi r) \sin(m\varphi - \varphi_0) \quad (1.5.11)$$

$$H_r = -\frac{E_\varphi}{Z_c^c}, \quad H_\varphi = \frac{E_r}{Z_c^c}$$

ở đây: $J'_m(\chi r) = \frac{dJ_m}{d\chi r}$

b) Trường TE(H)

Thành phần từ trường dọc H_z của trường TE được tìm từ nghiệm của bài toán Nôiman (1.2.18). Trong hệ tọa độ trụ tròn có dạng sau:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \chi^2 H_z = 0 \quad (1.5.12)$$

$$\left. \frac{\partial H_z}{\partial r} \right|_{r=R} = 0$$

Ta cũng tiến hành các bước tương tự như khi tìm nghiệm của bài toán cho trường TM và cũng cho nghiệm của các hàm $\phi(\varphi)$ và $R(r)$ giống như biểu thức (1.5.7) và ta viết:

$$H_z(r, \varphi) = C_h J_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \quad (1.5.13)$$

C_h là hằng số tùy ý.

Điều kiện bờ bây giờ có dạng:

$$\left. \frac{dJ_m}{dr} \right|_{r=R} = 0 \quad \text{hay} \quad J'_m(\chi R) = 0 \quad (1.5.14)$$

Ta gọi μ_{mn} là nghiệm thứ n , $n = 1, 2, 3, \dots$ của đạo hàm bậc nhất của hàm Bessel cấp m , tức $J'_m(\mu_{mn}) = 0$ thì ta tính được số sóng ngang χ và bước sóng tới hạn của trường TE trong ống dẫn sóng tròn là:

$$\chi = \frac{\mu_{mn}}{R}, \quad \lambda_{th}^h = \frac{2\pi R}{\mu_{mn}} \quad (1.5.15)$$

Người ta cũng lập được bảng một số giá trị của μ_{mn} với các chỉ số thấp của m và n và vẽ đồ thị của một số đạo hàm bậc nhất $J'_m(\chi r)$ trên hình (1.16).

$n \backslash m$	0	1	2	3
1	3,832	1,841	3,054	4,201
2	7,016	5,331	6,706	8,015
3	10,173	8,536	9,969	11,346

Các thành phần ngang của trường TE(H) được tính từ biểu thức (1.2.29) và (1.5.13) có dạng:

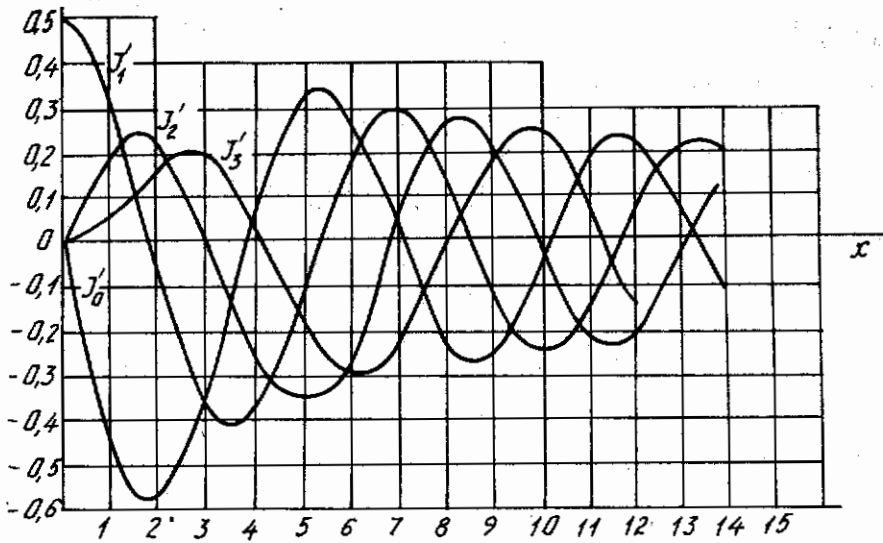
$$H_r = -\frac{\gamma C_h}{\chi} J'_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0)$$

$$H_\varphi = \frac{\gamma C_h m}{\chi^2 r} J_m(\chi r) \sin(m\varphi - \varphi_0) \quad (1.5.16)$$

$$E_r = Z_c^h \cdot H_\varphi; \quad E_\varphi = -Z_c^h \cdot H_r$$

c) Các trường đơn vị

Từ các biểu thức (1.5.7), (1.5.11), (1.5.13) và (1.5.16) ứng với mỗi cặp số (m, n) khác nhau trong ống dẫn sóng tròn tồn tại các trường dạng $TM_{mn}(E_{mn})$ và $TE_{mn}(H_{mn})$ và có bước sóng tới hạn biểu thị bởi (1.5.10) và (1.5.15). Vì các trường này cũng lập thành một hệ trục chuẩn nên được gọi là các trường đơn vị. Trong các trường đơn vị, trường dạng $TE_{11}(H_{11})$ có bước sóng tới hạn $\lambda_{th}(H_{11}) = 3,41R$ là lớn nhất nên được gọi là trường cơ bản. Các trường đơn vị khác gọi là trường bậc cao.

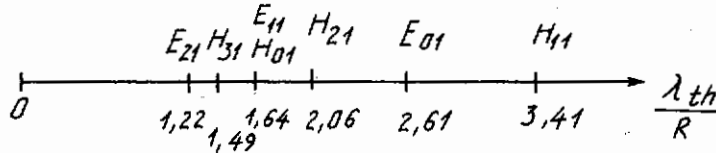


HÌNH 1.16

Ta lập được bảng các bước sóng tới hạn theo (1.5.10) và (1.5.15) cho các dạng trường đơn vị trong ống dẫn sóng tròn.

Trường đơn vị	H_{11}	E_{01}	H_{21}	E_{11} H_{01}	H_{31}	E_{21}	H_{12} H_{41}	E_{02}	E_{31}
λ_{th}/R	3,41	2,61	2,06	1,64	1,49	1,22	1,18	1,14	0,99

Phổ bước sóng tới hạn của một số dạng trường đơn vị trong ống dẫn sóng tròn được vẽ ở hình 1.17.



HÌNH 1.17

Từ giản đồ hình 1.17 ta thấy rõ muốn truyền lan trong ống dẫn sóng tròn một dạng trường cơ bản H_{11} thì bước sóng công tác λ và bán kính R của ống dẫn sóng thỏa mãn điều kiện sau:

$$2,61R < \lambda < 3,41R \quad (1.5.17)$$

Do đặc tính của hàm Bessel, ta có:

$$J'_0 = -J_1 \quad (1.5.18)$$

nên các trường đơn vị E_{1n} và H_{0n} với mọi n luôn có cùng giá trị của bước sóng tới hạn và chúng là cặp trường suy biến.

Khác với ống dẫn sóng chữ nhật chủ yếu công tác với trường cơ bản H_{10} , trong ống dẫn sóng tròn ngoài trường cơ bản H_{11} , các trường bậc cao E_{01} và H_{01} được sử dụng trong một số thiết bị đảm nhiệm các chức năng công tác khác nhau. Sau đây chúng ta xét kỹ hơn về các trường trên.

d) Trường TE₁₁(H₁₁)

Các thành phần trường của trường cơ bản H₁₁ được tính từ biểu thức (1.5.13) và (1.5.16) khi đặt m = 1, n = 1, γ = iβ và C_h = H_m được:

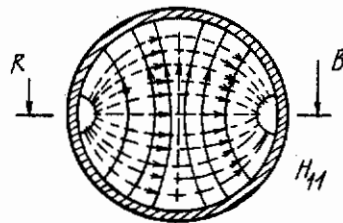
$$\begin{aligned} H_z &= H_m J_1\left(\frac{\mu_{11}}{R} r\right) \cos(\varphi - \varphi_0) \\ H_r &= -\frac{i\beta R}{\mu_{11}} H_m J_1'\left(\frac{\mu_{11}}{R} r\right) \cos(\varphi - \varphi_0) \\ H_\varphi &= \frac{i\beta H_m}{\left(\frac{\mu_{11}}{R}\right)^2} \frac{1}{r} J_1\left(\frac{\mu_{11}}{R} r\right) \sin(\varphi - \varphi_0) \end{aligned} \quad (1.5.19)$$

$$E_r = Z_c^h \cdot H_\varphi ; E_\varphi = -Z_c^h \cdot H_r$$

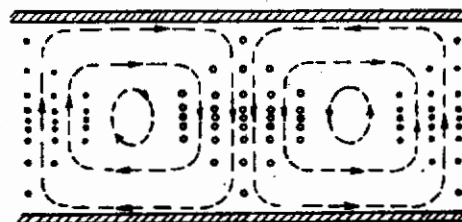
$$Z_c^h(H_{11}) = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2}} = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41R}\right)^2}}$$

$$\lambda_{th}(H_{11}) = 3,41R.$$

Cấu trúc trường của sóng H₁₁ tương đối phức tạp, có cả năm thành phần trường khác không. Cấu trúc đường sức điện từ trường của trường cơ bản H₁₁ ở một thời điểm nào đó trong ống dẫn sóng tròn được vẽ trên hình 1.18 trong tiết diện ngang và dọc. Trường này có đặc tính là các vectơ cường độ điện và từ trường tại trục ống dẫn sóng có phân cực thẳng vuông góc với nhau. Người ta ứng dụng tính chất này để tạo ra sự quay mặt phẳng phân cực của trường khi nó truyền qua thanh ferit bị từ hóa đặt dọc trục ống dẫn sóng (xem các thiết bị điều khiển siêu cao tần có ferit ở mục § 3.12).



HÌNH 1.18



Sóng cơ bản H₁₁ cũng được sử dụng trong bộ suy giảm tới hạn (xem mục § 3.7).

Người ta có thể tính được công suất truyền lan của trường cơ bản H₁₁ trong ống dẫn sóng tròn cho bởi công thức:

$$P = \frac{\mu_{11}^2 - 1}{\mu_{11}^2} J_1^2(\mu_{11}) \frac{S_{\perp} E_o^2}{Z_c^h} = 0,238 \frac{S_{\perp} E_o^2}{Z_c^h} \quad (1.5.20)$$

ở đây S_{\perp} là tiết diện ngang của ống dẫn sóng tròn, $E_0 = \frac{\omega\mu}{2\sqrt{\mu_1}} H_m$ là biên độ điện

trường cực đại, còn hệ số suy giảm có công thức:

$$\alpha_{kl} = \frac{R_s}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} R \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41R}\right)^2}} \left[0,42 + \left(\frac{\lambda}{3,41R}\right)^2 \right] \quad (1.5.21)$$

e) Trường bậc cao $TE_{01}(H_{01})$

Các thành phần trường của H_{01} được cho từ biểu thức (1.5.13) và (1.5.16), khi đặt $m = 0$, $n = 1$, $\gamma = i\beta$ và $H_m = C_h$ ta có:

$$H_z = H_m J_0\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right)$$

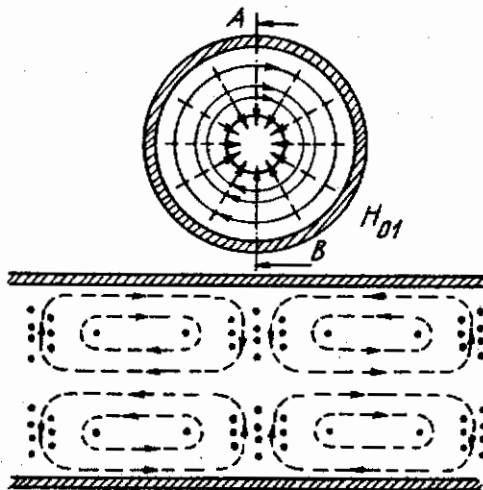
$$H_r = \frac{i\beta R}{\mu_{01}} H_m J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right)$$

$$E_{\phi} = -Z_c^h H_r = \frac{-i\beta R H_m}{\mu_{01}} \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{1,64R}\right)^2}} J_1\left(\frac{\mu_{01}}{R} r\right) \quad (1.5.22)$$

$$\lambda_{th}(H_{01}) = \frac{2\pi R}{\mu_{01}} = 1,64R.$$

Trường H_{01} chỉ có ba thành phần khác không, có cấu trúc tương đối đơn giản và đối xứng qua trục ống dẫn sóng. Cấu trúc đường sức của trường H_{01} được vẽ trong hai tiết diện dọc và ngang trên hình 1.19.

HÌNH 1.19



Vì tại thành ống dẫn sóng từ trường của H_{01} chỉ có thành phần tiếp tuyến H_z , nên dòng điện mặt chảy trên thành trong của ống dẫn sóng theo phương của trục φ . Nghĩa là dòng mặt chảy thành các vòng khép kín có độ rộng lớn và độ dài ngắn, nên sóng này cho tiêu hao nhỏ, nhất là khi tần số cao hay bước sóng nhỏ. Vì vậy trường này được dùng trong ống dẫn sóng tròn ở cự ly xa và tần số cao. Hệ số suy giảm của trường này được tính cho kết quả:

$$\alpha_{kl}(H_{01}) = \frac{R_s \left(0,61 \frac{\lambda}{R}\right)^2}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} R \sqrt{1 - \left(\frac{0,61\lambda}{R}\right)^2}} \quad (1.5.23)$$

Để truyền trường H_{01} trong ống dẫn sóng tròn, ngoài việc chọn bước sóng công tác $1,49R < \lambda < 1,64R$ ta còn phải dùng bộ lọc dạng sóng để loại bỏ các sóng không mong muốn là H_{11} , E_{01} , H_{21} , E_{11} (xem § 3.5).

Sóng H_{01} có thể nhận được từ sóng cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật qua bộ chuyển tiếp từ ống dẫn sóng chữ nhật sang ống dẫn sóng tròn (xem § 3.5).

Công suất truyền lan của trường H_{01} trong ống dẫn sóng tròn được tính theo các biểu thức (1.2.34) và (1.5.22) được kết quả:

$$P(H_{01}) = 26 \left(\frac{S_{\perp} H_m}{\lambda}\right)^2 \sqrt{1 - \left(0,61 \frac{\lambda}{R}\right)^2} \quad (1.5.24)$$

f) Trường bậc cao E_{01}

Các thành phần trường của trường E_{01} được tính từ biểu thức (1.5.7) và (1.5.11) khi đặt $m = 0$, $n = 1$, $\gamma = i\beta$ và $C_c = E_m$ có dạng:

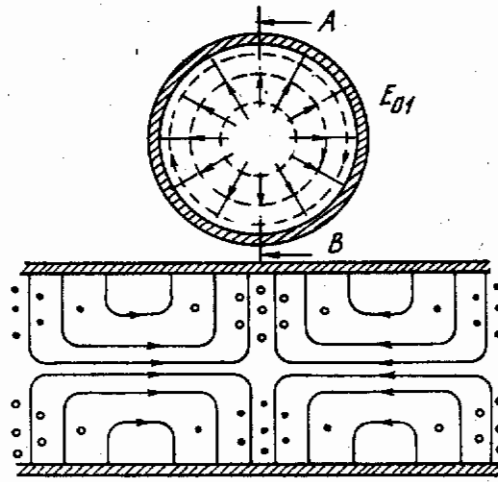
$$\begin{aligned} E_z &= E_m J_0 \left(\frac{\varepsilon_{01} r}{R}\right) \\ E_r &= \frac{i\beta}{\varepsilon_{01}} E_m J_1 \left(\frac{\varepsilon_{01} r}{R}\right) \\ H_{\varphi} &= \frac{i\beta R}{\varepsilon_{01}} E_m J_1 \left(\frac{\varepsilon_{01} r}{R}\right) \frac{1}{Z_c^e} \end{aligned} \quad (1.5.25)$$

$$Z_c^e = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2,61R}\right)^2}$$

$$\lambda_{th} = 2,61R$$

Trường E_{01} chỉ có ba thành phần khác không là E_z , E_r , H_{φ} . Các thành phần cường độ trường có cấu trúc đường sức đối xứng qua trục ống dẫn sóng tròn và được vẽ trong hai mặt tiết diện ngang và dọc ở hình 1.20.

HÌNH 1.20



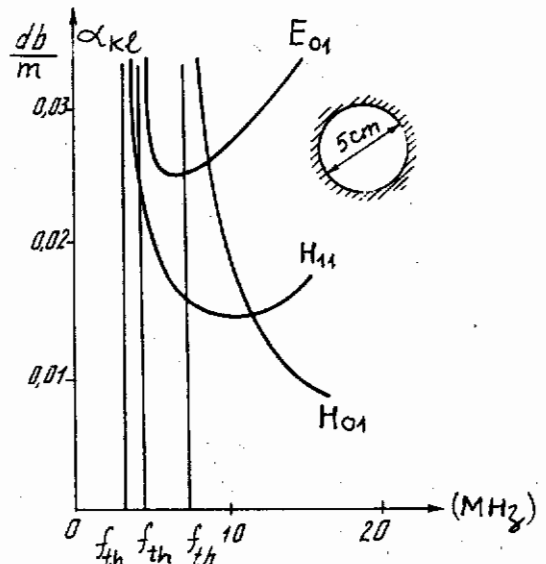
Do tính đối xứng trục nên trường E_{01} hay được dùng trong các thiết bị có liên quan đến chuyển động quay như bộ khớp quay của các anten có chuyển động quay tròn (xem mục § 3.5). Ngoài ra trường E_{01} còn được dùng trong các bộ suy giảm tới hạn với ống dẫn sóng tròn (xem mục § 3.7).

Công suất truyền lan của trường E_{01} được tính dựa trên công thức (1.2.34) và (1.5.25) ta được:

$$P(E_{01}) = \frac{\pi R^2 E_m^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2,61R}\right)^2}}{2 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{\lambda}{2,61R}\right)^2} J_0'^2(\epsilon_{01}) \quad (1.5.26)$$

Hệ số suy giảm của trường E_{01} trong ống dẫn sóng tròn do hiệu ứng bề mặt gây ra được tính theo công thức (1.2.37) và (1.4.10), (1.5.25) có dạng:

$$\alpha_{kl}(E_{01}) = \frac{R_s}{R \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2,61R}\right)^2}} \quad (1.5.27)$$



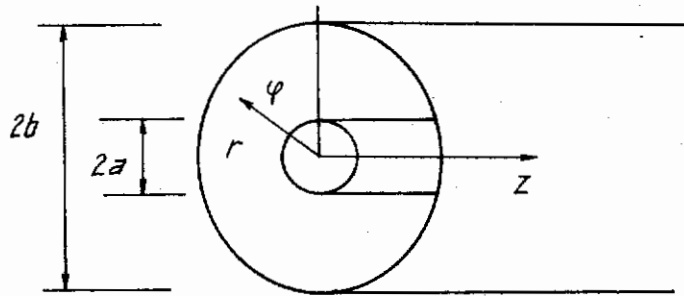
HÌNH 1.21

Trên hình 1.21 vẽ ba đường cong của hệ số tiêu hao do hiệu ứng bề mặt của các trường H_{11} , E_{01} và H_{01} trong ống dẫn sóng tròn làm bằng đồng có đường kính $2R = 5\text{cm}$.

§ 1.6. TRƯỜNG ĐIỆN TỪ TRONG ỐNG DẪN SÓNG VÀ CÁP ĐỒNG TRỤC

Ống dẫn sóng đồng trục gồm hai ống kim loại rỗng dẫn điện tốt lồng đồng trục với nhau. Môi trường đồng nhất thường là không khí. Còn cấu tạo của cáp đồng trục có lõi trong là một sợi kim loại hay nhiều sợi xoắn lại hình trụ có lớp điện môi với hằng số tương đối ϵ' bao bọc hình trụ và bên ngoài có lớp lưới kim loại tạo ra thành phần ngoài của cáp. Ta gọi bán kính trong của ống ngoài hay vỏ ngoài là b , bán kính ngoài của ống trong hay lõi trong là a như hình (1.22).

HÌNH 1.22



Trong ống dẫn sóng và cáp đồng trục có tồn tại trường điện từ ngang TEM có bước sóng tới hạn $\lambda_{\text{HTEM}} = \infty$ nên nó là trường cơ bản. Ngoài ra trong ống dẫn sóng và cáp đồng trục còn tồn tại các trường bậc cao dạng TM(E) và TE(H).

a) Trường cơ bản TEM

Các thành phần ngang của trường TEM trong ống dẫn sóng hay cáp đồng trục có thể tìm từ phương trình Laplace (1.2.30) trong hệ tọa độ trụ tròn. Tuy nhiên ta có thể tìm chúng dễ hơn qua phương trình cho thế ϕ của trường này. Ta biết từ hệ phương trình Macxoen (1.2.1) và điều kiện $E_z = H_z = 0$ ta có;

$$\nabla_{\text{q}} \times \vec{E}_{\text{q}} = 0 \quad (1.6.1)$$

$$\nabla_{\text{q}} \vec{E}_{\text{q}} = 0$$

$$\text{Từ phương trình đầu của (1.6.1) ta có thể đặt } \vec{E}_{\text{q}} = -\text{grad}\phi = -\nabla_{\text{q}}\phi \quad (1.6.2)$$

và gọi ϕ là thế của trường TEM. Ta có thể chọn nó có giá trị là U ở trên lõi ngoài ($r = b$) và bằng 0 ở lõi trong ($r = a$).

Đặt (1.6.2) vào trong phương trình hai của (1.6.1) ta được:

$$\nabla_{\text{q}}(-\nabla_{\text{q}}\phi) = -\nabla_{\text{q}}^2\phi = 0 \quad (1.6.3)$$

là phương trình Laplace cho thế ϕ của trường TEM. Vì trường cơ bản TEM có tính đối xứng trụ nên hàm ϕ không phụ thuộc vào tọa độ φ , và phương trình (1.6.3) viết trong hệ tọa độ trụ tròn có dạng đơn giản sau:

$$\nabla_{\text{q}}^2\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0$$

từ đó ta suy ra: $\frac{d\phi}{dr} = \frac{C_1}{r}$

và $\phi(r) = C_1 \cdot \ln r + C_2$

Ở đây C_1, C_2 là hằng số tích phân. Ta có thể chọn $C_2 = 0$. Tức là được:

$$\phi(r) = C_1 \cdot \ln r \quad (1.6.4)$$

Hằng số C_1 được tính từ điều kiện bờ:

$$\phi(a) = C_1 \cdot \ln a = 0$$

$$\phi(b) = C_1 \cdot \ln b = U$$

và cho $C_1 = \frac{U}{\ln \frac{b}{a}}$ (1.6.5)

cuối cùng ta có $\phi(r) = \frac{U}{\ln \frac{b}{a}} \ln r$ (1.6.6)

U là hiệu thế giữa hai lõi của ống dẫn sóng hay cáp đồng trục.

Điện trường ngang của trường TEM được tính từ (1.6.2) có thành phần:

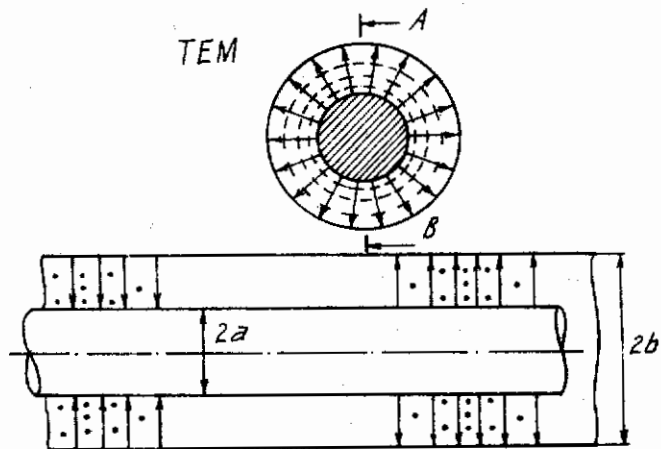
$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = -\frac{U}{\ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r} \quad (1.6.7)$$

Từ trường chỉ có thành phần ngang H_ϕ có dạng:

$$H_\phi = \frac{-1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_r}{\partial z} = \frac{-U}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a}} \frac{1}{r} = \frac{E_r}{Z_c} \quad (1.6.8)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

Cấu trúc đường sức cường độ trường TEM tại một thời điểm t nào đó trong hai tiết diện ngang và dọc được vẽ ở hình 1.23.



HÌNH 1.23

Tích phân của cường độ điện trường E_r theo một đường cong bất kỳ nối giữa lõi

trong và ngoài của ống dẫn sóng hay cáp cho kết quả không phụ thuộc vào dạng của đường cong.

$$\int_a^b E_r dl = \phi(b) - \phi(a) = U$$

Còn dòng điện chảy trong lõi trong hay lõi ngoài có giá trị bằng nhau và chiều ngược nhau. Nó được tính:

$$I = \oint_{L_{\perp}} H_{\phi} dl = 2\pi r H_{\phi} = \frac{2\pi U}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a}}$$

Trở sóng đặc tính của ống dẫn sóng hay cáp đồng trục được tính theo công thức:

$$Z_{CT} = \frac{U}{I} = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a}}{2\pi} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon'}} \ln \frac{b}{a} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon'}} \lg \frac{b}{a} \quad (1.6.9)$$

Trong kỹ thuật các cáp đồng trục được chế tạo theo tiêu chuẩn có trở sóng đặc tính bằng 50Ω và 75Ω .

Công suất truyền lan của trường TEM trong ống dẫn sóng hay cáp đồng trục được tính theo biểu thức (1.2.34) và (1.6.7) có dạng:

$$P = \frac{1}{2\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \int_0^{2\pi} \int_a^b |E_r|^2 r dr d\phi = \frac{\pi U^2}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a}} \quad (1.6.10)$$

Hệ số tiêu hao do hiệu ứng bề mặt của trường TEM được tính theo công thức (1.2.37). Khi tính P_{th}^1 do hiệu ứng bề mặt phải kể cả các mặt kim loại của lõi trong và ngoài. Ta có kết quả:

$$\alpha_{kl} = \frac{R_s}{2\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \ln \frac{b}{a} \quad (1.6.11)$$

Còn tiêu hao trong điện môi của cáp đồng trục có thể tính cho kết quả:

$$\alpha_{dm} = \frac{\sigma_{dm}}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{\pi\sqrt{\epsilon'}}{\lambda_0} \text{tg}\delta_e \text{ (ne/m)} \quad (1.6.12)$$

với $\lambda_0 = C/f$, C là vận tốc ánh sáng trong không gian tự do, f là tần số của trường.

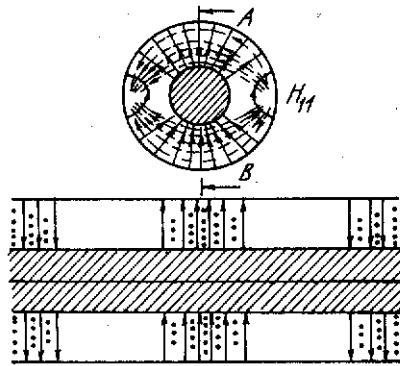
b) Các trường bậc cao TM, TE

Trong ống dẫn sóng hay cáp đồng trục ngoài trường cơ bản TEM còn tồn tại các trường đơn vị bậc cao loại từ ngang và điện ngang. Việc tìm các thành phần cường độ trường của chúng có thể tiến hành tương tự như đã làm trong ống dẫn sóng tròn với các bài toán Dirichle và Nôiman. Nhưng điều kiện bờ ở đây phải kể với các chu vi kín ở hai lõi trong và ngoài.

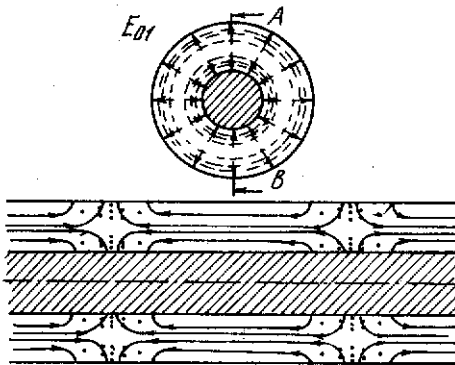
Vi trường ở trong ống dẫn sóng hoặc cáp không nằm ở trục tọa độ ($r = 0$) và hàm Nôiman cấp m có giá trị hữu hạn khi $r \neq 0$. Do đó trong nghiệm của phương trình Bessel phải gồm cả hai hàm Bessel và Nôiman cấp m . Từ các điều kiện bờ ta tìm được các phương trình đặc trưng để xác định các số sóng ngang. Vì các phương trình đặc trưng là các phương trình dạng siêu việt, nên tìm các số sóng ngang chỉ bằng cách giải gần đúng và tương đối phức tạp, có thể nghiên cứu một cách chi tiết hơn trong tài liệu [15]. Cấu trúc đường sức điện từ trường của một số trường bậc cao H_{11} , E_{01} , H_{01} được vẽ ở hình 1.24, 1.25, 1.26.

1. Để tạo ra trường H_{11} trong ống dẫn sóng đồng trục, ta có thể làm biến dạng sóng cơ bản H_{10} từ ống dẫn sóng chữ nhật sau: đầu tiên ta chuyển từ từ tiết diện ngang chữ nhật sang dạng bán nguyệt với bán kính trong là a và ngoài là b thì cấu trúc trường của sóng H_{10} không biến đổi cơ bản (xem hình 1.24), lúc này bước sóng tới hạn có thể tính qua độ rộng trung bình của hai thành rỗng ống dẫn sóng bán nguyệt là:

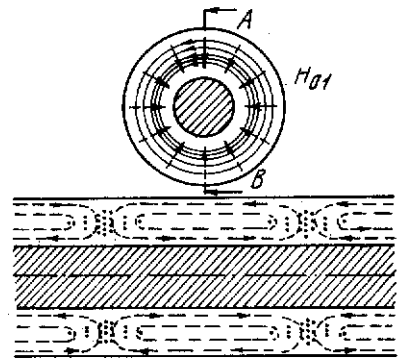
$$a_{tb} = \frac{1}{2} \pi(a + b)$$



HÌNH 1.24



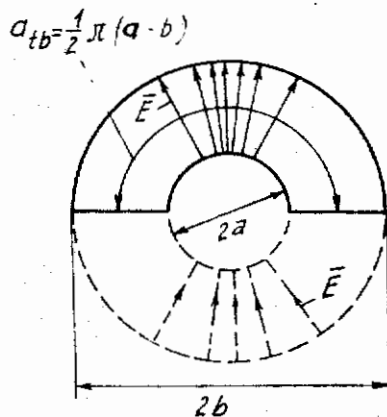
HÌNH 1.25



HÌNH 1.26

Để tạo ra trường H_{11} trong ống dẫn sóng đồng trục ta phải kích thích một trường cơ bản H_{10} từ ống dẫn sóng dạng bán nguyệt (nửa vẽ nét đứt ở hình 1.27) đồng pha với trường ở ống dẫn sóng bán nguyệt phía trên, và do dòng mật tổng cộng ở trên thành hẹp chung bằng không nên ta có thể bỏ nó đi. Cuối cùng ta được trường H_{11} trong ống dẫn sóng đồng trục có cấu trúc trùng với hình 1.24 và ta nhận được bước sóng tới hạn trường H_{11} là:

$$\lambda_{th}(H_{11}) \approx 2a_{tb} = \pi(a + b) \quad (1.6.13)$$



HÌNH 1.27

2. Ta có thể tạo ra trường E_{01} trong ống dẫn sóng đồng trục bằng cách làm biến dạng dẫn sóng E_{11} trong ống dẫn sóng chữ nhật (hình 1.28a) theo thứ tự như sau:

- Đầu tiên ta kéo dài vô hạn hai thành rộng của ống dẫn sóng chữ nhật, lúc này làm cho trường có cấu trúc giống như ở hình (1.28b).

- Tiếp theo ta uốn cong hai thành rộng này như hình (1.28c) và cho hai đầu của chúng kín lại với nhau tạo thành ống dẫn sóng đồng trục. Kết quả ta có trường dạng E_{01} như ở hình (1.25).

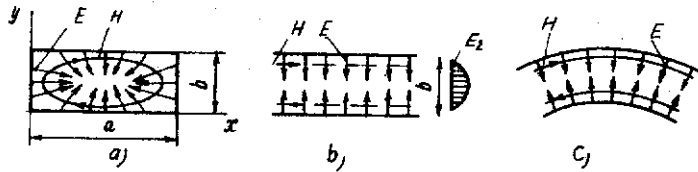
Bước sóng tới hạn theo công thức (1.3.10) khi chiều rộng ống dẫn sóng chữ nhật tiến tới vô hạn sẽ bằng hai lần chiều cao của nó. Khi chuyển thành ống dẫn sóng đồng trục thì chiều cao ống dẫn sóng chữ nhật chính là khoảng cách giữa lõi ngoài và lõi trong. Ta có giá trị của bước sóng tới hạn của sóng E_{01} trong ống dẫn sóng đồng trục là:

$$\lambda_{th}(E_{01}) = 2(b - a) \quad (1.6.14)$$

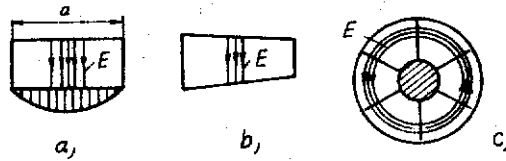
3. Để tạo ra trường H_{01} trong ống dẫn sóng đồng trục ta có thể làm biến dạng từ ống dẫn sóng chữ nhật với trường cơ bản H_{10} theo quá trình mô tả bởi hình (1.29a, b, c).

- Đầu tiên ta mở rộng một cạnh bên của ống dẫn sóng chữ nhật và biến nó về dạng hình thang cong như ở hình 1.29a. Cấu trúc trường của sóng H_{10} không thay đổi nhiều và bước sóng tới hạn của trường vẫn bằng hai lần độ rộng ống dẫn sóng chữ nhật.

- Ta tiếp tục mở rộng một thành bên và uốn hai thành hẹp cho cong tạo thành một cung của lõi trong và lõi ngoài ống dẫn sóng đồng trục. Sau đó ta ghép nhiều mảng dạng hình thang cong lại có trường đồng pha để tạo ra ống dẫn sóng đồng trục với các thành kim loại chung xuyên tâm như hình 1.29c.



HÌNH 1.28



HÌNH 1.29

Vì đường sức điện trường của các hình thang này chỉ có thành phần theo phương tọa độ φ đi vuông góc với các thành kim loại chung xuyên tâm, đồng thời trên nó dòng mật tổng cộng bằng không, nên ta có thể bỏ các vách kim loại xuyên tâm đi mà cấu trúc trường không thay đổi. Chúng ta nhận được trường H_{01} như ở hình 1.26.

Trong trường hợp này thành rộng của ống dẫn sóng chữ nhật bằng khoảng cách giữa hai lõi của ống dẫn sóng đồng trục. Nên ta có kết quả:

$$\lambda_{th}(H_{01}) \approx 2(b - a) \approx \lambda_{th}(E_{01})$$

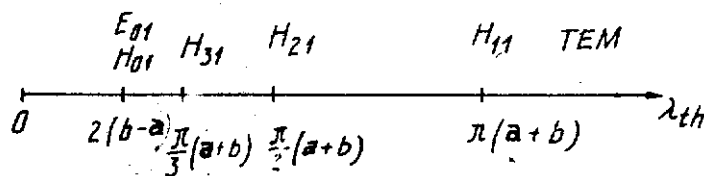
Từ các kết quả trên, ta rút ra được điều kiện để trong ống dẫn sóng hay cáp đồng trục chỉ truyền lan một trường cơ bản TEM theo quan hệ giữa bước sóng công tác và kích thước của ống dẫn sóng như sau:

$$\lambda > \pi(a + b) \tag{1.6.15}$$

Lưu ý rằng trong công thức (1.6.15) λ phải tính là bước sóng trong ống dẫn sóng đồng trục hay cáp đồng trục và nó có quan hệ với tần số theo hệ thức:

$$\lambda = \frac{C}{\sqrt{\epsilon'} f} \tag{1.6.16}$$

C là vận tốc ánh sáng trong chân không hay không khí. Trên hình (1.30) biểu diễn giản đồ của bước sóng tới hạn của một số dạng trường trong ống dẫn sóng đồng trục (xem [16]).



HÌNH 1.30

§ 1.7. ĐƯỜNG DÂY SONG HÀNH

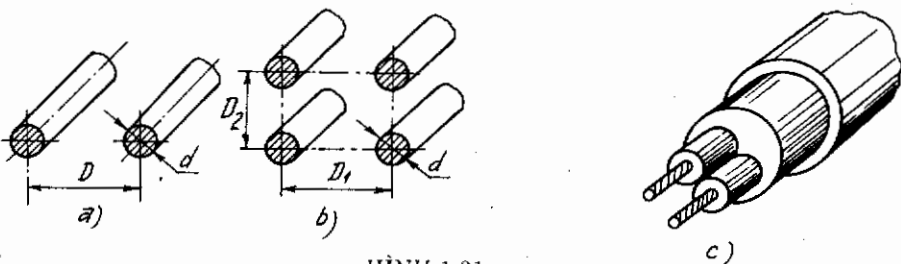
Ở dải sóng mét, đường truyền năng lượng siêu cao tần dạng phổ biến có cấu tạo đơn giản, kích thước ngang nhỏ là đường dây song hành. Đường dây song hành đơn giản nhất gồm có hai dây dẫn kim loại trụ tròn như nhau đường kính d đặt song song với nhau cách một khoảng D giữa hai trục của chúng trong môi trường đồng nhất và đẳng hướng. Môi trường đồng nhất và đẳng hướng có thể là không khí hay điện môi. Ngoài loại đơn giản nhất trên (hình 1.31a), đường dây song hành có thể gồm bốn dây dẫn (hình 1.31b) và loại hai dây dẫn có màn chắn kim loại (hình 1.31c).

Sau đây ta chỉ xét kỹ với loại đường dây song hành đơn giản gồm hai dây dẫn hở hình 1.31a. Trường điện từ truyền dọc đường dây song hành này là trường TEM. Các vectơ cường độ trường của nó tuân theo phương trình Laplace dạng (1.2.30).

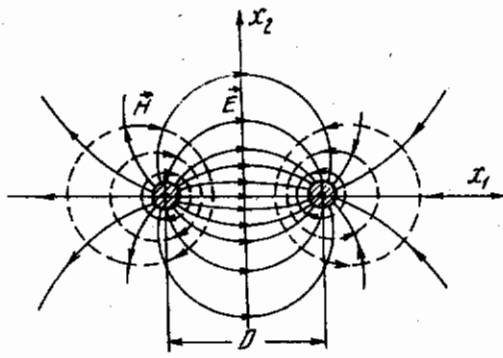
Khi nghiên cứu trường tĩnh điện ở vùng không gian bao quanh hai dây dẫn mảnh đặt song song cách nhau một khoảng được tích điện (có cùng điện lượng song trái dấu) (xem [15, 16]) ta thấy thế của nó tuân theo phương trình Laplace dạng như (1.6.3). Đường sức điện trường tĩnh của hệ luôn vuông góc với các đường đẳng thế (là các họ vòng tròn nằm trong mặt phẳng vuông góc với trục của hai dây dẫn), nên điện trường nằm trong mặt phẳng ngang với trục hai dây dẫn. Từ trường sinh ra ở không gian bao quanh hai dây dẫn có dòng điện không đổi chảy (dòng trong mỗi dây có cùng giá trị song ngược chiều) cũng tuân theo phương trình Laplace như dạng (1.6.3). Nên đường sức từ trường của hệ trùng với các đường đẳng thế của chúng (cũng là các họ vòng tròn dạng như các đường đẳng thế của điện trường tĩnh), (xem [15, 16]). Do đó từ trường cũng nằm trong mặt phẳng ngang với trục của hai dây dẫn.

Như đã nói trong mục § 1.2-c - 2.3, ta có thể nhận được cấu trúc đường sức điện từ trường của trường TEM của đường dây song hành từ kết quả của bài toán trường tĩnh và dùng đã nêu trên. Hình 1.32 cho ta cấu trúc của trường TEM trong tiết diện ngang của đường dây song hành hai dây dẫn hở.

Ta cũng có thể nhận được cấu trúc trường TEM của đường dây song hành trên khi suy từ cấu trúc của trường TEM trong ống dẫn sóng đồng trục bằng cách áp dụng phép biến hình bảo giác thích hợp trong mặt phẳng phức của tiết diện ngang các đường truyền trên (xem [3]).



HÌNH 1.31



HÌNH 1.32

Điện áp và dòng điện trên đường dây của sóng thuận (truyền theo chiều dương trục z của hệ) có dạng:

$$U(z) = U_m \cdot e^{-ikz} \quad (1.7.1)$$

$$I(z) = I_m \cdot e^{-ikz}$$

Trở sóng đặc tính của đường dây song hành không tiêu hao có dạng:

$$Z_{CT} = \frac{U}{I} = \frac{U_m}{I_m} = \sqrt{\frac{L_o}{C_o}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{2D}{d} \quad (1.7.2)$$

Ở đây U_m, I_m là biên độ của điện áp và dòng trên dây.

$$L_o = \frac{\mu}{\pi} \ln \frac{2D}{d}$$

$$C_o = \frac{\pi\epsilon}{\ln \frac{2D}{d}} \quad (1.7.3)$$

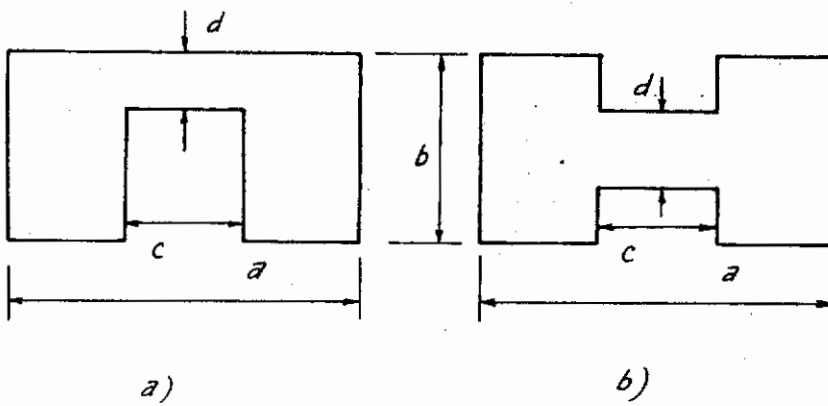
là điện cảm và điện dung tính trên một đơn vị độ dài của đường dây song hành.

Nếu đường dây song hành được đặt trong không khí ($\epsilon = \epsilon_0$, và $\mu = \mu_0$) thì trở sóng đặc tính của đường dây này có dạng đơn giản là:

$$Z_{CT0} \approx 120 \ln \frac{2D}{d} \approx 276 \lg \frac{2D}{d} \quad (\Omega)$$

1.8. ỚNG DẪN SÓNG TIẾT DIỆN NGANG DẠNG Π VÀ H

Ớng dẫn sóng chữ nhật có tiết diện ngang biến đổi tạo thành ống dẫn sóng dạng chữ Π và H như ở hình (1.33a, b).



HÌNH 1.33

Đặc trưng của trường cơ bản trong hai loại ống dẫn sóng Π và H rất phức tạp. Nó có thể nhận được khi ta làm biến dạng từ từ tiết diện ngang ống dẫn sóng chữ nhật với trường H_{10} để tạo thành hai ống dẫn sóng Π và H. Điện trường chủ yếu tập trung ở vùng khe hẹp có độ rộng d , còn từ trường tập trung ở vùng hai bên khe hẹp. Người ta có thể tính được bước sóng tới hạn của sóng cơ bản trong hai dạng ống dẫn sóng này theo công thức gần đúng sau:

$$\lambda_{th} = \pi \sqrt{\frac{(a-c)cb}{d}} \quad (1.8.1)$$

Nếu so sánh bước sóng tới hạn của sóng cơ bản trong ống dẫn sóng dạng Π , H và trong ống dẫn sóng chữ nhật có cùng kích thước a, b ta thấy nó lớn hơn nhiều. Do vậy ống dẫn sóng dạng Π và H có ưu điểm là dải tần công tác rộng, đặc trưng tán sắc yếu, trở sóng của các ống này có thể thay đổi trong một phạm vi rộng khi chọn các kích thước của chúng (xem [8]). Bởi vậy ống dẫn sóng dạng Π , H được sử dụng trong các thiết bị dải rộng và phối hợp trở kháng (xem mục § 3.6d).

Nhược điểm của ống dẫn sóng dạng Π , H là tiêu hao lớn và công suất tới hạn nhỏ.

§ 1.9. MẠCH DẢI SIÊU CAO TẦN

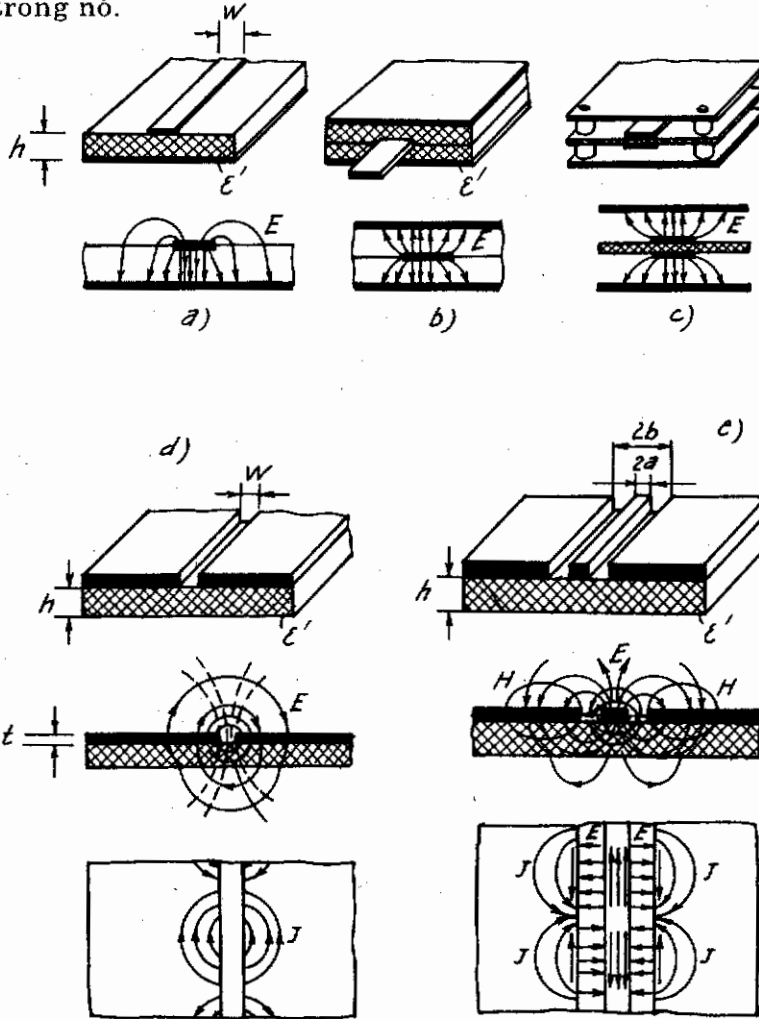
Trong kỹ thuật đo lường và các thiết bị thu ở các dải sóng từ dm đến mm thường sử dụng một loại đường truyền năng lượng siêu cao tần có kích thước gọn nhẹ, rất thuận tiện cho công tác là các mạch dải siêu cao tần. Vì các mạch dải siêu cao tần được chế tạo dưới dạng mạch in nên chúng được dùng rất phổ biến trong vi mạch siêu cao. Mạch dải siêu cao thường cấu tạo theo các dạng: dạng đối xứng, dạng không đối xứng, dạng đường khe và dạng cáp phẳng. Trên hình (1.34a, b, c, d, e) cho ta cấu trúc tiết diện ngang và cấu trúc đường sức điện, từ trường của chúng.

Các tấm điện môi dùng để làm đế của mạch dải có độ điện thẩm tương đối ϵ' khá lớn cỡ từ $7 + 13$, có tiêu hao rất nhỏ $tg\delta_e = 10^{-4} + 10^{-3}$, có độ dày $h = 1,5 + 5\text{mm}$.

Để tạo ra các dải kim loại dẫn sóng, người ta dùng các kim loại phun, bốc hơi tạo ra trên mặt tấm điện môi các dải dẫn sóng có độ dày lớn hơn nhiều lần độ thấm sâu của trường, nó cỡ $t = 15 + 100\mu\text{m}$. Dải kim loại rộng gọi là bản đáy hay đất, còn dải hẹp có độ rộng $w = 0,05 + 10\text{mm}$ gọi là dải trung tâm dẫn sóng. Độ rộng toàn bộ

của mạch dải thường lớn gấp nhiều lần chiều cao tổng cộng của nó. Do mạch dải có cấu trúc tiết diện ngang phức tạp nên việc tìm trường và các tham số điện rất khó và phải giải các bài toán gần đúng, nó được trình bày trong các tài liệu chuyên đề, ở đây chúng ta chỉ nêu một số tính chất của trường điện từ truyền trong các loại mạch dải trên và phạm vi ứng dụng của chúng.

- Trong mạch dải dạng đối xứng (hình 1.34b), trường có dạng TEM, các đường sức điện trường tập trung ở giữa dải dẫn trung tâm và hai bản đất, do ϵ' khá lớn nên trường có biên độ suy giảm rất nhanh khi xa khỏi dải trung tâm, nên ở bờ hai bên của mạch dải trường coi như bằng không. Tuy mạch dải này là dạng đường truyền hở nhưng hầu như không bức xạ năng lượng, do có các tấm điện môi nên trường bị tiêu hao trong nó.



HÌNH 1.34

- Mạch dải ở hình 1.34c cũng là dạng đối xứng, bản điện môi ở giữa để gắn hai bên hai dải dẫn trung tâm có độ dày rất mỏng. Còn hai bản đế của mạch dải là hai bản kim loại cứng, chúng được giữ bởi các chất không ảnh hưởng đến cấu trúc của trường TEM trong mạch dải. Vì đường sức của cường độ trường tập trung ở vùng

không gian ngoài tấm điện môi là không khí nên không bị tiêu hao bởi điện môi. Mạch dải loại này có phẩm chất cao.

- Mạch dải dạng không đối xứng (hình 1.34a) có cấu trúc đơn giản vì chỉ có một đế điện môi và một bản đất. Trường trong mạch này có dạng chuẩn TEM vì ở vùng không khí gần dải trung tâm của hệ từ trường có thành phần dọc. Loại mạch dải không đối xứng được dùng phổ biến trong kỹ thuật. Phần chính của trường tập trung trong vùng điện môi giữa đáy và dải trung tâm, nên bị tiêu hao lớn do điện môi. Mạch dải không đối xứng là hệ đường truyền hở, song do đế điện môi có ϵ' lớn nên trường ở vùng không khí sát mạch dải dẫn có biên độ suy giảm nhanh theo hàm mũ khi ra xa dải dẫn sóng trung tâm, nên trường coi như bám sát mặt mạch dải. Nó có dạng sóng mặt và ít bức xạ năng lượng ra không gian xung quanh.

- Mạch dải ở hình (1.34d) gọi là đường khe. Đường khe có hai dải dẫn sóng đều nằm ở một phía của đế điện môi và cách nhau một khe hẹp. Đường sức điện trường tập trung chính ở vùng khe và cả trong đế điện môi lẫn vùng không khí sát hai dải dẫn. Đường khe mạch dải truyền trường cơ bản loại H dạng sóng chậm. Đường khe dùng chủ yếu cho các mạch mắc song song thuận tiện, nó có tán sắc khá mạnh, tần số tới hạn của sóng cơ bản bằng không.

- Mạch dải ở hình (1.34e) là loại cáp phẳng vì ngoài hai dải rộng như đường khe, nó còn có một dải nhỏ đặt giữa hai dải trên tạo ra hai khe hẹp. Loại cáp phẳng có ba dải kim loại cùng nằm ở một bên của đế điện môi. Trường điện từ tập trung ở vùng xung quanh dải dẫn trung tâm của cáp phẳng. Trường cơ bản truyền trong cáp phẳng là trường loại H. Cáp phẳng được dùng trong các mạch cả nối tiếp lẫn song song. Tần số tới hạn của sóng cơ bản của nó cũng bằng không.

Các mạch dải ngoài chức năng để truyền dẫn năng lượng siêu cao tần còn được dùng để tạo ra các phần tử của mạch siêu cao như: điện cảm, điện dung, mạch LC nối tiếp hay song song rất có lợi cho các sơ đồ tổ hợp mạng nhiều cực siêu cao, các bộ lọc, các bộ ghép và các bộ cộng và chia công suất v.v... (xem [7], [8], [10]).

§ 1.10. ỐNG DẪN SÓNG ĐIỆN MÔI

Ống dẫn sóng mm hoặc ngắn hơn (dưới mm hoặc hồng ngoại hay quang học) người ta dùng ống dẫn sóng điện môi để truyền dẫn năng lượng điện từ rất thuận tiện vì nó có tiêu hao nhỏ, kích thước bé và dễ chế tạo. Ống dẫn sóng điện môi có cấu tạo từ một thanh điện môi đồng nhất dạng phẳng hay trụ tròn một lớp hay nhiều lớp. Nếu các lớp điện môi có chiết suất không đổi khác nhau thì ống dẫn sóng điện môi được gọi là dạng nhảy bậc. Còn nếu trong một lớp chính (thường là lớp giữa) mà chiết suất biến đổi theo một hàm số của một tọa độ thì gọi là ống dẫn sóng dạng Gradien. Sóng truyền dọc ống dẫn sóng điện môi là sóng mặt chậm. Ống dẫn sóng điện môi phẳng được dùng trong các kỹ thuật quang tích phân, trong các thiết bị Laze bán dẫn.

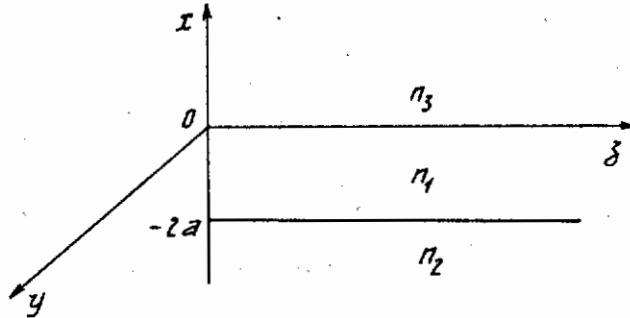
Ống dẫn sóng điện môi trụ tròn dùng chủ yếu để dẫn năng lượng ở dải sóng mm hay dải sóng quang học dưới dạng sợi quang.

Sau đây chúng ta chỉ nghiên cứu hai loại ống dẫn sóng điện môi phẳng ba lớp nháy bậc và ống dẫn sóng điện môi trụ tròn hai lớp nháy bậc. Việc nghiên cứu trường và tính chất của ống dẫn sóng Gradien phẳng và trụ tròn được khảo sát kỹ trong [8].

a) Ống dẫn sóng phẳng ba lớp nháy bậc

Để đơn giản việc tìm trường trong ống dẫn sóng này, ta xét với trường hợp ống dẫn sóng điện môi ba lớp phẳng có độ rộng lớn vô hạn.

Ta chọn hệ tọa độ Đề các như hình 1.35 có trục z hướng theo phương truyền sóng, trục y hướng theo chiều rộng, trục x theo chiều dày các lớp.



HÌNH 1.35

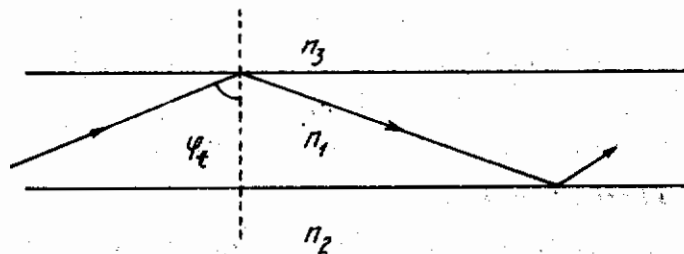
Lớp điện môi giữa có độ dày là $2a$ với chiết suất $n_1 = \sqrt{\epsilon_1'}$, còn hai lớp trên và dưới có độ dày vô hạn và chiết suất $n_2 = \sqrt{\epsilon_2'}$, $n_3 = \sqrt{\epsilon_3'}$, đồng thời $n_1 > n_2$, $n_1 > n_3$.

Vì trường có dạng sóng mặt nên trường tập trung chủ yếu ở lớp giữa, cách xa lớp giữa trường sẽ giảm nhanh theo hàm mũ, trong thực tế hai lớp điện môi trên và dưới có thể chọn độ dày hữu hạn. Thường một trong hai lớp này là không khí.

Sự truyền sóng chủ yếu trong lớp giữa của ống dẫn sóng này có thể giải thích bởi hiện tượng phản xạ toàn phần liên tiếp của tia sóng tại giới hạn phân cách giữa lớp giữa và hai lớp biên khi đạt được hai điều kiện:

- $n_1 > n_2$, $n_1 > n_3$.
- $\varphi_1 > \varphi_0$.

Ở đây φ_1 là góc tới tạo thành giữa tia tới và pháp tuyến với mặt phân cách hai lớp (hình 1.36).



HÌNH 1.36

φ_0 là góc tới hạn, nó được tính:

$$\varphi_0 = \arcsin \frac{n_3}{n_1} \quad \text{hoặc} \quad \varphi_0 = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (1.10.2)$$

Trường điện từ trong các lớp của ống dẫn sóng điện môi được tìm từ các phương trình sóng sau:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 n_j^2 \vec{E} = 0 \quad (1.10.3)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k_0^2 n_j^2 \vec{H} = 0$$

$j = 1, 2, 3$ là chỉ số của các lớp

$$k_0^2 = \omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 \quad (1.10.4)$$

k_0 là số sóng trong không khí hay chân không.

Các phương trình của (1.10.3) cho \vec{E} và \vec{H} là giống nhau, nên ta chỉ cần giải cho \vec{E} hoặc \vec{H} , và tìm vectơ kia qua hệ phương trình Macxoen.

Ta đặt các đại lượng mới:

$$q^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, \quad p^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (1.10.5)$$

$$r^2 = \beta^2 - n_3^2 k_0^2$$

Vì ống dẫn sóng rộng vô hạn theo phương trục y , nên trường trong ống dẫn sóng không phụ thuộc vào tọa độ y , tức $\partial/\partial y = 0$. Sóng truyền dọc theo trục z ta chọn giống như trước có dạng $e^{i\beta z}$, β là hệ số truyền dọc trục z . Với những điều kiện trên thì trường sẽ là hàm (1.10.3) của tọa độ x . Ta viết phương trình cho điện trường trong các lớp của ống dẫn sóng có dạng:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial x^2} + q^2 \vec{E}_1 = 0 \quad (\text{trong lớp 1})$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_2}{\partial x^2} - p^2 \vec{E}_2 = 0 \quad (\text{trong lớp 2}) \quad (1.10.6)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_3}{\partial x^2} - r^2 \vec{E}_3 = 0 \quad (\text{trong lớp 3})$$

$\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3$ là điện trường trong các lớp 1, 2, 3.

Trong trường hợp chung, trường điện từ trong ống dẫn sóng điện môi có tồn tại cả các thành phần dọc của điện trường E_z và từ trường H_z . Tuy nhiên ta có thể xét riêng cho hai loại trường TM và TE giống như trong ống dẫn sóng kim loại và trường tổng hợp sẽ là tổ hợp của hai loại trường trên.

1. Trường TE(H): $E_z = 0$

Từ các phương trình Macxoen (1.2.1) và điều kiện $\partial(E, H)/\partial y = 0$ ta thấy trường này chỉ gồm ba thành phần của trường khác không là E_y, H_x và H_z . Ngoài ra còn có các hệ thức sau:

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y, \quad H_z = -\frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (1.10.7)$$

Do vậy ta chỉ cần tính E_y từ các phương trình (1.10.6) trong các lớp của ống dẫn sóng điện môi. Điều kiện bờ ở đây là sự liên tục của thành phần tiếp tuyến của E_y và H_z tại hai mặt phân cách ba lớp điện môi có phương trình $x = 0$, $x = -2a$.

Tính chất của nghiệm các phương trình (1.10.6) phải mô tả quá trình sóng truyền tập trung ở lớp một và có biên độ suy giảm theo hàm mũ khi xa khỏi lớp theo tọa độ x trong lớp hai và ba, nên hệ số pha β phải thỏa mãn điều kiện:

$$n_1 \cdot k_0 \geq \beta \geq n_2 \cdot k_0 \geq n_3 \cdot k_0, \text{ ta giả thiết } n_2 > n_3 \quad (1.10.8)$$

Nghiệm của hệ (1.10.6) khi không kể đến thừa số phụ thuộc vào tọa độ z và thời gian t , ta có:

$$\begin{aligned} E_{y_3} &= A \cdot e^{-rx} & (x \geq 0) \\ E_{y_1} &= A \cos qx + B \sin qx & -2a \leq x \leq 0 \\ E_{y_2} &= (A \cos 2aq - B \sin 2aq) \cdot e^{p(x+2a)} & x \leq -2a \\ H_{z_1} &= -rA \cdot e^{-rx} \left(-\frac{i}{\omega\mu_0} \right) & x \geq 0 \\ H_{z_1} &= q(-A \sin qx + B \cos qx) \left(-\frac{i}{\omega\mu_0} \right) & -2a \leq x \leq 0 \\ H_{z_2} &= \left(-\frac{i}{\omega\mu_0} \right) p (A \cos 2aq - B \sin 2aq) e^{p(x+2a)} & x \leq -2a \end{aligned} \quad (1.10.9)$$

sử dụng điều kiện bờ cho E_z và H_z ta có:

$$x = 0 : -rA = qB$$

$$x = -2a : q(A \sin 2aq + B \cos 2aq) = p(A \cos 2aq - B \sin 2aq)$$

Từ đó chúng ta nhận được phương trình đặc trưng cho trường TE:

$$\operatorname{tg}(2aq) \approx \frac{q(p+r)}{q^2 - pr} \quad (1.10.11)$$

2. Trường TM(E): $H_z = 0$

Trường TM(E) trong ống dẫn sóng điện môi phẳng chỉ có ba thành phần khác không H_y , E_x và E_z . Đồng thời có quan hệ giữa các thành phần trường là:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n_j^2} H_y \\ E_z &= \frac{i}{\omega\epsilon_0 n_j^2} \frac{\partial H_y}{\partial x}; \quad j = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (1.10.12)$$

Nên chúng ta chỉ cần tìm H_y từ nghiệm của phương trình sóng dạng tương tự như (1.10.6) và với điều kiện về hệ số pha β như (1.10.8) được kết quả:

$$\begin{aligned}
H_{y_3} &= C \cdot e^{-rx} & x \geq 0 \\
H_{y_1} &= C \cos qx + D \sin qx & -2a \leq x \leq 0 \\
H_{y_2} &= (C \cos 2aq - D \sin 2aq) e^{p(x+2a)} & x \leq -2a \\
E_{z_3} &= \frac{-irC}{\omega \epsilon_0 n_3^2} \cdot e^{-rx} & (x \geq 0) \\
E_{z_1} &= \frac{iq}{\omega \epsilon_0 n_1^2} (-C \sin qx + D \cos qx) & -2a \leq x \leq 0 \\
E_{z_2} &= \frac{ip}{\omega \epsilon_0 n_2^2} (C \cos 2aq - D \sin 2aq) \cdot e^{p(x+2a)} & x \leq -2a
\end{aligned} \tag{1.10.13}$$

Và từ điều kiện bờ cho E_z và H_y tại hai mặt giới hạn $x = 0$, $x = -2a$ ta nhận được phương trình đặc trưng cho trường TM(E) như sau:

$$\operatorname{tg}(2aq) = \frac{n_3^2 p + n_2^2 r}{n_2^2 n_3^2 q^2 - n_1^4 p r} n_1^2 q \tag{1.10.14}$$

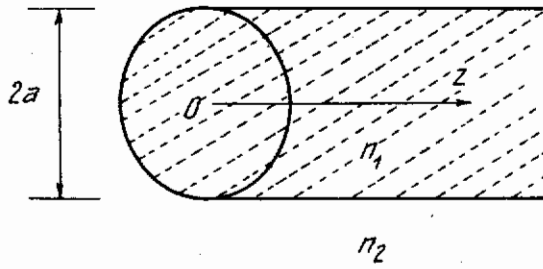
khi giải các phương trình đặc trưng (1.10.11) và (1.10.14) chúng ta nhận được các nghiệm gián đoạn và tương ứng là các hệ số truyền β_N cho mỗi một mod sóng TE_N và TM_N.

Từ các biểu thức của thành phần trường và phương trình đặc trưng ta có thể tìm được tỷ số năng lượng của trường tập trung ở mỗi lớp so với năng lượng của trường tổng cộng trong toàn ống dẫn sóng (ta gọi là hệ số tập trung năng lượng), vận tốc pha, hệ số suy giảm và đặc trưng tán sắc của trường truyền dọc ống dẫn sóng điện môi phẳng.

b) Ống dẫn sóng trụ tròn hai lớp nhảy bậc

Ống dẫn sóng điện môi trụ tròn phổ biến là dạng hai lớp nhảy bậc. Nó chính là một thanh điện môi hình trụ tròn có hai lớp. Lớp trong gọi là lõi có chiết suất n_1 , bán kính a . Còn lớp ngoài có độ dày khá lớn, bán kính b với chiết suất $n_2 < n_1$. Hai lớp này đồng trục với nhau. Trong thực tế thì lớp vỏ của ống dẫn sóng điện môi trụ tròn có độ dày hữu hạn (thường lớn hơn nhiều so với bước sóng), nhưng do trường tập trung phần lớn năng lượng trong lõi, còn ở vỏ thì trường có năng lượng suy giảm theo hàm mũ khi xa khỏi lõi. Do vậy ta có thể coi như lớp vỏ có độ dày vô hạn, tức $b \rightarrow \infty$. Và để cho dễ ta sẽ tìm trường trong ống dẫn sóng điện môi trụ tròn có bán kính a với chiết suất n_1 đặt trong môi trường điện môi đồng nhất, rộng vô hạn có chiết suất $n_2 < n_1$.

Ta chọn hệ tọa độ trụ tròn có trục z trùng với trục ống dẫn sóng (hình 1.37).



HÌNH 1.37

Vì ống dẫn sóng điện môi này dài vô hạn và đồng nhất đối xứng trục, nên ta có thể coi các thành phần trường điện từ phân bố theo các tọa độ z, φ thời gian theo hàm mũ: $e^{i(\omega t - \beta z + m\varphi)}$

Tức là các thành phần trường có thể đặt dạng:

$$E, H(r, \varphi, z, t) = R(r) \cdot e^{i(\omega t - \beta z + m\varphi)} \quad (1.10.15)$$

ở đây β là hệ số truyền của trường trong ống dẫn sóng điện môi theo trục z .

Từ mục § 1.2 theo biểu thức (1.2.13) ta có thể tìm được các thành phần ngang của trường qua các thành phần dọc trong hệ tọa độ trụ tròn như sau:

$$\begin{aligned} (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) E_r &= -i\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega m \mu_0 \frac{1}{r} H_z \\ (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) E_\varphi &= \frac{m\beta}{r} E_z + i\omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \\ (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) H_r &= -\omega \epsilon_0 n_j^2 \frac{m}{r} E_z - i\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} \\ (k_0^2 n_j^2 - \beta^2) H_\varphi &= -i\omega \epsilon_0 n_j^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{m\beta}{r} H_r \end{aligned} \quad (1.10.16)$$

Ta đưa vào hai ký hiệu mới là:

$$u^2 = a^2 (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)$$

$$\varpi^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)$$

thì thành phần dọc E_z và H_z của trường trong ống dẫn sóng điện môi được tìm từ phương trình sóng cho hàm $R(r)$ trong hai vùng lõi và vỏ như sau:

- Với vùng lõi:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\frac{u^2}{a^2} - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \quad \begin{matrix} 0 < r \leq a \\ m = 0, 1, 2, 3, \dots \end{matrix} \quad (1.10.17)$$

- Với vùng vỏ:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} - \left(\frac{\varpi^2}{a^2} + \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \quad r > a \quad (1.10.18)$$

Nghiệm của phương trình (1.10.17) trong vùng lõi là hàm Bessel cấp m :

$J_m\left(\frac{u}{a}r\right)$ còn nghiệm của phương trình (1.10.18) trong vùng vỏ là hàm Hanken biến tương cấp m : $K_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)$.

Nếu không kể đến thừa số $e^{i(\alpha_1 - \beta z + m\varphi)}$ thì từ (1.10.16), (1.10.17) và (1.10.18) ta nhận được các thành phần của trường trong các vùng lõi và vỏ của ống dẫn sóng điện môi như sau:

$$\begin{aligned}
 E_z &= \begin{cases} A \frac{J_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{J_m(u)} & 0 < r \leq a \\ A \frac{K_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{K_m(\varpi)} & r > a \end{cases} \\
 H_z &= \begin{cases} B \frac{J_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{J_m(u)} & 0 < r \leq a \\ B \frac{K_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{K_m(\varpi)} & r > a \end{cases} \\
 E_r &= \left(\frac{a}{u}\right)^2 \begin{cases} \frac{m\omega\mu_0 B J_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{r J_m(u)} - \frac{i\beta A u J'_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{a J_m(u)} & 0 < r \leq a \\ \frac{m\omega\mu_0 B K_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{r K_m(\varpi)} - \frac{i\beta A \varpi K'_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{a K_m(\varpi)} & r > a \end{cases} \quad (1.10.19) \\
 E_\varphi &= \left(\frac{a}{u}\right)^2 \begin{cases} \frac{m\beta A J_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{r J_m(u)} + \frac{i\omega\mu_0 B u J'_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{a J_m(u)} & 0 < r \leq a \\ \frac{m\beta A K_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{r K_m(\varpi)} + \frac{i\omega\mu_0 B \varpi K'_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{a K_m(\varpi)} & r > a \end{cases} \\
 H_r &= -\left(\frac{a}{u}\right)^2 \begin{cases} \frac{A\omega\varepsilon_0 n_1^2 m J_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{r J_m(u)} + \frac{i\beta B u J'_m\left(\frac{u}{a}r\right)}{a J_m(u)} & 0 < r \leq a \\ \frac{A\omega\varepsilon_0 n_1^2 m K_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{r K_m(\varpi)} + \frac{i\beta B \varpi K'_m\left(\frac{\varpi}{a}r\right)}{a K_m(\varpi)} & r > a \end{cases}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \left(\frac{a}{\varpi}\right)^2 \left\{ \frac{A\omega\varepsilon_0 n_2^2 m K_m\left(\frac{\varpi}{a} r\right)}{r K_m(\varpi)} + \frac{i\beta B \varpi K'_m\left(\frac{\varpi}{a} r\right)}{a K_m(\varpi)} \right\} \quad r > a \\
H_\varphi &= \left(\frac{a}{u}\right)^2 \left\{ -\frac{i\omega\varepsilon_0 n_1^2 A u J'_m\left(\frac{u}{a} r\right)}{a J_m(u)} + \frac{m\beta B J_m\left(\frac{u}{a} r\right)}{r J_m(u)} \right\} \quad 0 < r \leq a \\
&= -\left(\frac{a}{\varpi}\right)^2 \left\{ -\frac{i\omega\varepsilon_0 n_2^2 A \varpi K'_m\left(\frac{\varpi}{a} r\right)}{a K_m(\varpi)} + \frac{m\beta B K_m\left(\frac{\varpi}{a} r\right)}{r K_m(\varpi)} \right\} \quad r > a
\end{aligned}$$

ở đây J'_m và K'_m là đạo hàm bậc nhất theo r của hàm Bessel và hàm Hanken biến tướng cấp m .

Các thành phần trường trong ống dẫn sóng điện môi phải thỏa mãn điều kiện bờ là các thành phần tiếp tuyến của trường là E_z , H_z , E_φ và H_φ phải liên tục trên mặt giới hạn hai vùng lõi và vỏ $r = a$.

Việc chọn các thành phần dọc E_z , H_z như biểu thức (1.10.19) đã tự động thỏa mãn điều kiện bờ cho E_z và H_z khi $r = a$.

điều kiện bờ cho E_φ khi $r = a$ sẽ cho ta tỉ số:

$$\frac{A}{B} = -\frac{i\omega\mu_0 u^2 \varpi^2}{m\beta(u^2 + \varpi^2)} \left\{ \frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + \frac{K'_m(\varpi)}{\varpi K_m(\varpi)} \right\}$$

điều kiện bờ cho H_φ khi $r = a$ cho ta tỉ số:

$$\frac{A}{B} = -\frac{im\beta u^2 \varpi^2}{\omega\varepsilon_0(u^2 + \varpi^2)} \left\{ n_1^2 \frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + n_2^2 \frac{K'_m(\varpi)}{\varpi K_m(\varpi)} \right\}^{-1}$$

đánh bằng hai tỉ số này ta nhận được phương trình sau:

$$\begin{aligned}
&\left\{ \frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + \frac{K'_m(\varpi)}{\varpi K_m(\varpi)} \right\} \left\{ \frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + (1 - 2\Delta) \frac{K'_m(\varpi)}{\varpi K_m(\varpi)} \right\} \\
&= \left(\frac{m\beta}{k_0 n_1} \right)^2 \left(\frac{V}{u\varpi} \right)^4 \tag{1.10.20}
\end{aligned}$$

$$\text{Ở đây } v^2 = \varpi^2 + u^2 = a^2 \cdot k_0^2 (n_1^2 - n_2^2) = a^2 \cdot k_0^2 \cdot 2n_1^2 \cdot \Delta \tag{1.10.21}$$

$$n_2^2 = n_1^2 \cdot (1 - 2\Delta)$$

Δ gọi là độ chênh tương đối chiết suất giữa hai vùng lõi và vỏ của ống dẫn sóng điện môi.

(1.10.20) gọi là phương trình đặc trưng của trường trong ống dẫn sóng điện môi

trụ tròn hai lớp nhảy bậc. Việc tìm nghiệm của phương trình (1.10.20) nói chung rất phức tạp. Mỗi nghiệm của phương trình đặc trưng này sẽ cho ta hằng số truyền β mô tả một dạng trường trong ống dẫn sóng điện môi mà ta gọi là mod. Trong trường hợp tổng quát trường của các mod trong ống dẫn sóng điện môi trụ tròn hai lớp nhảy bậc có đủ cả các thành phần dọc của điện trường E_z và từ trường H_z . Trường của các mod như vậy gọi là trường lai ghép và được kí hiệu là EH hay HE.

Trong thực tế kỹ thuật thì ống dẫn sóng điện môi trụ tròn có hai lớp thường có chiết suất của hai vùng lõi và vỏ rất gần nhau, tức là ta thực hiện được điều kiện "ống dẫn sóng yếu" có:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \ll 1 \quad (1.10.22)$$

(trong thực tế Δ cỡ 1% hoặc nhỏ hơn)

nên phương trình đặc trưng (1.10.20) sẽ nhận dạng đơn giản hơn.

Từ (1.10.21) ta viết:

$$\left(\frac{\beta}{k_0 n_1} \right)^2 = 1 - 2\Delta \left(\frac{u}{v} \right)^2 \quad (1.10.23)$$

và khi xét trường hợp giới hạn $\Delta \rightarrow 0$ ta thấy vế phải của phương trình đặc trưng (1.10.20) sẽ tiến đến $\frac{m^2 v^4}{u^4 \omega^4}$, còn vế trái sẽ là bình phương của một tổng. Nên ta nhận được dạng đơn giản hơn là:

$$\frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + \frac{K'_m(\omega)}{\omega K_m(\omega)} = \pm \frac{mv^2}{u^2 \omega^2} \quad (1.10.24)$$

Nếu ta áp dụng các biểu thức truy hồi của hàm Bessel và Hanken biến tướng cấp m như sau: (xem phụ lục)

$$\begin{aligned} J'_m(u) &= J_{m-1}(u) - \frac{m J_m(u)}{u} = -J_{m+1}(u) + \frac{m J_m(u)}{u} \\ K'_m(\omega) &= -\frac{m K_m(\omega)}{\omega} - K_{m-1}(\omega) = \frac{m K_m(\omega)}{\omega} - K_{m+1}(\omega) \end{aligned} \quad (1.10.25)$$

Thì phương trình (1.10.24) sẽ cho các dạng sau:

$$\frac{J_{m+1}(u)}{u J_m(u)} + \frac{K_{m+1}(\omega)}{\omega K_m(\omega)} = 0 \quad \text{với } m > 0 \quad (1.10.26)$$

$$\frac{J_{m-1}(u)}{u J_m(u)} - \frac{K_{m-1}(\omega)}{\omega K_m(\omega)} = 0 \quad \text{với } m > 0 \quad (1.10.27)$$

Phương trình đặc trưng (1.10.26) sẽ mô tả ứng với các mod trường EH, còn phương trình (1.10.27) sẽ ứng với các mod trường dạng HE.

Ta hãy xét với trường mod đối xứng trục, tức khi ấy có $m = 0$. Lúc này vế phải của phương trình đặc trưng (1.10.24) bằng không. Ta nhận thấy có hai trường hợp. Từ biểu thức của tỉ số A/B thứ nhất, khi $m = 0$, để cho A là hữu hạn thì ta phải đặt $B = 0$, nghĩa là cho $H_z = 0$ và trường mod dạng TM_{0n} ứng với phương trình đặc trưng nhận được từ (1.10.24) là:

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_1(\varpi)}{\varpi K_0(\varpi)}(1 - 2\Delta) = 0 \quad (1.10.28)$$

Vì ta đã có:

$$\begin{aligned} J'_0(u) &= -J_1(u) \\ K'_0(\varpi) &= -K_1(\varpi) \end{aligned} \quad (1.10.29)$$

Cũng từ biểu thức của tỉ số A/B thứ hai khi $m = 0$ ta cần đặt $A = 0$ tức là có $E_z = 0$ và trường mod dạng TE_{0n} ứng với phương trình đặc trưng cũng nhận được từ (1.10.24) sau:

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_1(\varpi)}{\varpi K_0(\varpi)} = 0 \quad (1.10.30)$$

Điều kiện tới hạn hay cắt của các mod này xảy ra khi $\varpi \rightarrow 0$. áp dụng biểu thức gần đúng của hàm K_m khi argumen nhỏ dạng:

$$\begin{aligned} K_0(\varpi) &\approx \ln\left(\frac{2}{\delta\varpi}\right) \\ K_m(\varpi) &\approx \frac{(m-1)!}{2} \left(\frac{2}{\varpi}\right)^m \end{aligned} \quad (1.10.31)$$

ở đây $\delta = 1,781$ là hằng số σ -le. Ta có thể tìm được giới hạn:

$$\lim_{\varpi \rightarrow 0} \frac{K_1(\varpi)}{\varpi K_0(\varpi)} = \infty \quad (1.10.32)$$

Từ các phương trình (1.10.28) và (1.10.30) ta nhận được điều kiện cắt của các mod TM_{0n} và TE_{0n} như sau:

$$J_0(u) = 0 \quad (1.10.33)$$

Từ đó suy ra rằng: các đường cong mô tả hằng số truyền β tương ứng với các mod TM_{01} và TE_{01} sẽ cắt trục hoành tại $u = 2,4048$, còn ứng với các mod TE_{02} , TM_{02} sẽ cắt trục hoành tại $u = 5,5021$ vv... (xem hình 1.38).

Bây giờ xét điều kiện cắt cho các mod EH khi $m > 0$. Vì từ (1.10.30) ta có:

$$\lim_{\varpi \rightarrow 0} \frac{K_{m+1}(\varpi)}{\varpi K_m(\varpi)} = \infty \quad (1.10.34)$$

nên từ phương trình (1.10.26) ta nhận được điều kiện cắt cho các mod EH_{mn} như sau:

$$J_m(u) = 0 \quad (1.10.35)$$

Với các $u > 0$, tức không chứa nghiệm 0. Điều này có thể kiểm tra thấy rõ vì

$$\lim_{u \rightarrow 0} \frac{J_{m+1}}{uJ_m} = \frac{1}{2(m+1)}$$

và:

$$J_m(u) \approx \frac{1}{m!} \left(\frac{u}{2}\right)^m \quad (m > 0) \text{ khi } u \text{ nhỏ} \quad (1.10.36)$$

Nên các đường cong hằng số truyền của các mod EH_{mn} sẽ cắt trục hoành tại các không điểm của $J_m(u)$. Với các mod HE ta chia làm hai trường hợp sau:

- Khi $m = 1$ thì điều kiện cắt cho các mod HE_{1n} suy từ phương trình (1.10.27) và (1.10.31) ta nhận được điều kiện sau:

$$J_1(u) = 0 \quad (1.10.37)$$

Trong đó bao gồm cả không điểm 0 tức $u = 0$. Vì khi $u \rightarrow 0$ thì $J_0(u) \rightarrow 1$ và

$$\frac{J_0(u)}{uJ_1(u)} \rightarrow \infty$$

Như vậy đường cong mô tả hằng số truyền của mod HE_{11} sẽ xuất phát từ gốc tọa độ, tức là mod này có tần số tới hạn bằng không. Nó được gọi là mod cơ bản trong ống dẫn sóng điện môi trụ tròn hai lớp.

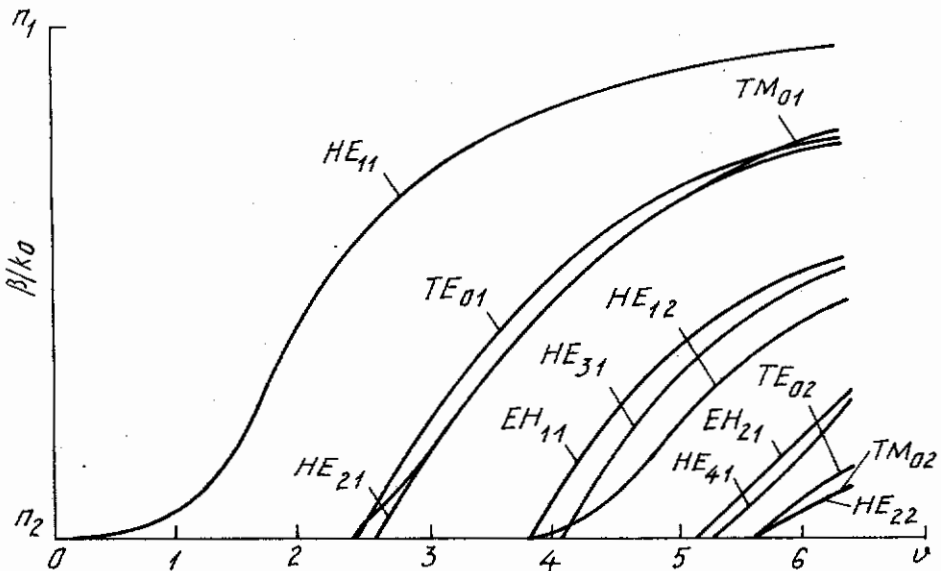
- Khi $m > 1$ thì ta có điều kiện cắt cho các mod HE_{mn} là:

$$\frac{J_{m-1}(u)}{nJ_m(u)} = \frac{1}{2(m-1)} \quad \text{hay } J_{m-2}(u) = 0 \quad (\text{với } m > 1, u > 0) \quad (1.10.38)$$

Tất nhiên điều kiện này không bao gồm không điểm $u = 0$.

Trên hình (1.38) vẽ các đường cong của hằng số truyền β của một số mod TE và TM có chỉ số thấp trong ống dẫn sóng điện môi vào tần số rút gọn v [xem 19].

Việc nghiên cứu cấu trúc các trường mod và tính chất quan trọng của chúng trong ống dẫn sóng điện môi trụ tròn nháy bậc hai lớp và nhiều lớp cũng như trong ống dẫn sóng tròn dạng Gradient được trình bày tỉ mỉ trong các tài liệu tham khảo [18], [19].



HÌNH 1.38

§1.11. ĐƯỜNG TRUYỀN SÓNG ĐIỆN TỬ CHẬM

a) Khái niệm chung

Chúng ta đã biết từ các mục §1.2, 1.3, 1.4 và 1.5 trong ống dẫn sóng chữ nhật

hay trụ tròn rỗng, vận tốc pha của các sóng truyền lan lớn hơn vận tốc ánh sáng truyền trong chân không, hay không khí. Những đường truyền như vậy gọi là đường truyền sóng nhanh. Trong các dụng cụ điện tử siêu cao tần, cần tạo điều kiện để chùm điện tử có tốc độ v_e tương tác có hiệu quả với trường của sóng, người ta làm cho vận tốc pha của sóng v_{ph} nhỏ hơn nhiều vận tốc ánh sáng C để đạt được điều kiện $v_e \approx v_{ph}$. Những đường truyền năng lượng mà vận tốc pha của sóng $v_{ph} < C$ gọi là đường truyền sóng điện tử chậm hay gọi tắt là hệ làm chậm.

Tỷ số giữa vận tốc ánh sáng trong chân không C và vận tốc pha của sóng trong hệ làm chậm được gọi là hệ số làm chậm và được kí hiệu là:

$$K_{ch} = C/v_{ph} \quad (1.11.1)$$

Ta thấy có các khả năng tạo ra hệ làm chậm sau:

- Thứ nhất là nếu một đường truyền đồng nhất như ống dẫn sóng chữ nhật hay tròn hoặc đồng trục, bên trong nhét đầy chất điện môi đồng nhất có hằng số điện môi tương đối ϵ' lớn hơn 1 nhiều sẽ cho ta một hệ làm chậm. Thật vậy, lúc này hệ số làm chậm sẽ đạt được:

$$K_{ch} = \frac{C}{v_{ph}} \approx \frac{C}{\frac{C}{\sqrt{\epsilon'}}} \approx \sqrt{\epsilon'} > 1$$

Từ mục §.1.10, ta biết ống dẫn sóng điện môi cũng là một hệ làm chậm theo khả năng trên. Tuy nhiên khả năng này bị hạn chế vì không cho được K_{ch} có giá trị lớn và bị tiêu hao năng lượng trong điện môi. Nó không được dùng trong các dụng cụ điện tử siêu cao tần.

- Ta xét khả năng thứ hai: để tạo ra đường truyền sóng chậm cho hệ số làm chậm mong muốn và tiêu hao năng lượng nhỏ, chịu được công suất lớn, người ta làm biến dạng đường truyền đồng nhất từ ống kim loại rỗng tạo ra đường truyền sóng chậm có cấu trúc chu kì mà ta gọi nó là hệ làm chậm chu kì. Trong các hệ chu kì kiểu này, số sóng ngang χ sẽ là thuận ảo và lúc đó hệ số pha $\beta > k$ tức là cho $v_{ph} < C$. Hệ này có khả năng làm chậm sóng điện từ.

Đối với các hệ làm chậm ngoài hệ số giữ chậm K_{ch} , thì tham số quan trọng của nó là đặc trưng tán sắc - đó là sự phụ thuộc của vận tốc pha vào tần số.

$$v_{ph} = f(\omega) \quad (1.11.2)$$

Có bốn dạng tán sắc:

- + Tán sắc thường là giá trị tuyệt đối của vận tốc pha giảm khi tần số tăng.
- + Tán sắc dị thường xảy ra khi giá trị tuyệt đối của vận tốc pha tăng khi tần số tăng.
- + Khi chiều của vận tốc pha và vận tốc nhóm trùng nhau ta có tán sắc dương.
- + Ngược lại chiều của vận tốc pha và vận tốc nhóm ngược nhau ta có tán sắc âm.

Trong quá trình nghiên cứu hệ làm chậm thay cho đặc trưng tán sắc dạng (1.11.2) người ta hay dùng hai dạng đồ thị của đặc trưng thuận tiện hơn là:

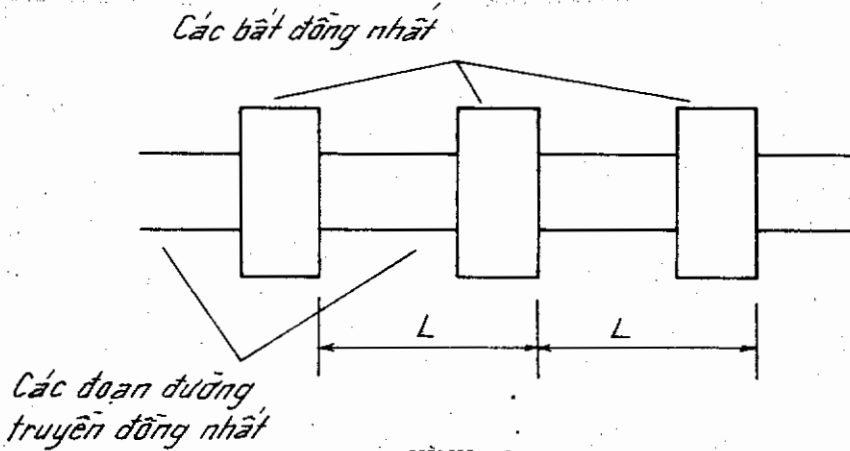
$$K = \varphi(\beta) \quad (1.11.3)$$

$$K_{ch} = \psi(\lambda)$$

Tức là sự phụ thuộc của số sóng K vào hệ số pha và sự phụ thuộc của hệ số giữ chậm vào bước sóng trong không gian tự do.

b) Hải không gian

Một hệ làm chậm chu kì về mặt sơ đồ tổng quát có thể vẽ ở hình 1.39.



HÌNH 1.39

Các bất đồng nhất được đặt một cách chu kì với khoảng cách L là đường truyền đồng nhất, L gọi là chu kì của hệ.

Vì hệ làm chậm có chu kì không gian là L đặt dọc theo trục truyền sóng z , nên cấu trúc các biên độ trường dọc theo trục z cũng có dạng chu kì theo L , tức là hàm $F_m(z)$ của chúng có dạng:

$$F_m(z) = F_m(z+pL), \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Còn sóng truyền dọc theo trục z vẫn có dạng:

$$E(z) = F_m(z) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)}$$

Ta có thể khai triển hàm $F_m(z)$ theo chuỗi Fourier sau:

$$F_m(z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} c_p e^{-i2\pi p z/L} \quad (1.11.4)$$

$$p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

c_p là các hệ số khai triển Fourier.

Như vậy trường của sóng truyền dọc hệ làm chậm chu kì có thể viết:

$$\begin{aligned} E(z) &= F_m(z) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \\ &= \sum_{p=-\infty}^{+\infty} c_p e^{i(\omega t - \beta_p z)} \end{aligned} \quad (1.11.5)$$

$$\text{Ở đây } \beta_p = \beta + p \cdot 2\pi/L \quad (1.11.6)$$

Mỗi số hạng trong chuỗi (1.11.5) gọi là một hài không gian và β_p gọi là hệ số pha của hài không gian thứ p .

Vận tốc pha của hài không gian thứ p được tính theo công thức:

$$v_{php} = \frac{\omega}{\beta_p} = \frac{\omega}{\beta + \frac{2\pi}{L} p} \quad (1.11.7)$$

Hài không gian có giá trị tuyệt đối của vận tốc pha lớn nhất gọi là hài cơ bản. Còn các hài không gian khác gọi là các hài bậc cao. Thường thì hài không gian cơ bản trong hệ làm chậm chu kì ứng với chỉ số $p = 0$.

Nếu lấy hệ số pha của hài không gian có $p = 0$ là β_0 thì từ (1.11.6) ta có:

$$\beta_p = \beta_0 + \frac{2\pi}{L} p \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.11.8)$$

Nên

$$v_{php} = \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi}{L} p} = v_{ph0} \frac{L}{L + p\lambda_{cho}} \quad (1.11.9)$$

Ở đây v_{ph0} và λ_{cho} là vận tốc pha và bước sóng chậm của hài không gian cấp 0.

Trong thực tế kỹ thuật của các hệ làm chậm chu kì, ta sử dụng chủ yếu các hài không gian có chỉ số $p = 0, -1$ và $+1$.

Vận tốc nhóm của các hài không gian đều bằng nhau:

$$v_{nhp} = \frac{d\omega}{d\beta_p} = \frac{d\omega}{d\beta_0} = v_{nho} \quad (1.11.10)$$

và hệ số giữ chậm:

$$K_{chp} = \frac{C}{|v_{php}|} = \frac{C}{\omega} |\beta_p| \quad (1.11.11)$$

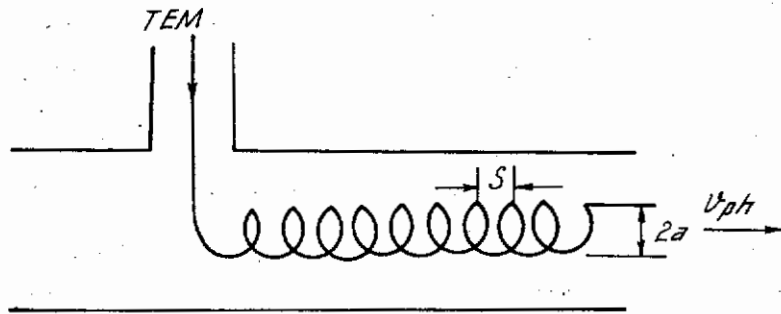
Vì hệ làm chậm chu kì có số sóng ngang χ là ảo, nên các biên độ trường có phân bố theo tọa độ ngang này có dạng suy giảm theo hàm mũ khi đi xa khỏi mặt hệ làm chậm. Hơn nữa số sóng ngang tỉ lệ với hệ số β_p , nên khi p càng lớn thì giá trị của χ_p càng lớn và biên độ trường của hài không gian thứ p càng suy giảm nhanh khi xa khỏi mặt hệ làm chậm. Đây là một đặc điểm của sóng điện từ mặt. Như vậy sóng trong hệ làm chậm có dạng sóng mặt (biên độ trường như bám sát bề mặt của hệ làm chậm).

Trong hệ làm chậm chu kì, đặc trưng tán sắc sẽ gồm nhiều nhánh, mỗi nhánh của đặc trưng ứng với mỗi một hài không gian thứ p .

Sau đây chúng ta đề cập một cách ngắn gọn một số hệ làm chậm chu kì phổ biến như: hệ làm chậm xoắn, hệ làm chậm dò đối nhau, hệ làm chậm răng lược. Nghiên cứu tỉ mỉ hơn về các hệ trên xem trong tài liệu tham khảo [4].

c) Hệ làm chậm xoắn

Hệ làm chậm xoắn được cấu tạo từ một dây dẫn đơn hay một dải kim loại mảnh xoắn lại theo hình lò xo và có vỏ ngoài là ống kim loại trụ đồng trục (hình 1.40)



HÌNH 1.40

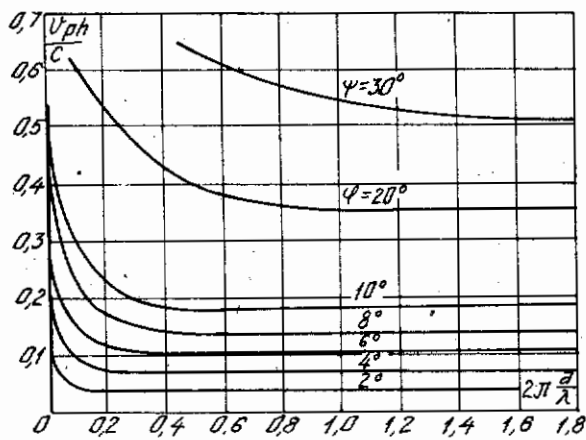
Trường kích thích hệ làm chậm được dẫn từ ống dẫn đồng trục vào với sóng dạng TEM qua mạch ghép trực tiếp hoặc gián tiếp. Sóng điện từ TEM truyền dọc theo dây dẫn xoắn lò xo với vận tốc C , do đó vận tốc pha của sóng chậm dịch chuyển dọc theo trục của hệ làm chậm được tính theo công thức:

$$v_{ph} = \frac{C}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi a}{S}\right)^2}} \quad (1.11.12)$$

Ở đây a là bán kính vòng xoắn, S là độ dài của một vòng xoắn. Tùy theo kích thước của a , S và góc nghiêng của bước xoắn φ mà ta có thể đạt được hệ số giữ chậm K_{ch} mong muốn. Thí dụ khi chọn $S = 0,4\text{mm}$, $a = 1,5\text{mm}$ ta nhận được $K_{ch} \approx 2,36$.

Người ta đã xây dựng được đặc trưng tán sắc của hệ làm chậm xoắn theo các giá trị khác nhau của góc φ vẽ ở hình 1.41.

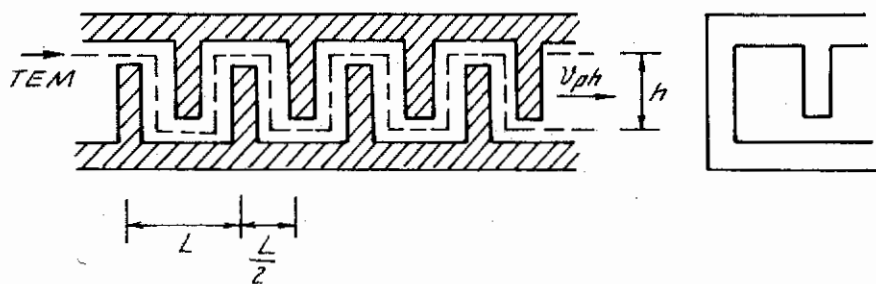
Từ đồ thị hình 1.41 ta thấy hệ làm chậm xoắn khi góc $\varphi < 10^\circ$ có các đoạn đặc trưng nằm ngang khá rộng, tức hệ làm chậm xoắn cho dải tần khá rộng. Nó được ứng dụng trong đèn sóng chạy làm việc trong dải tần rộng để khuếch đại các tín hiệu siêu cao có công suất nhỏ và trung bình.



HÌNH 1.41

d) Hệ làm chậm các dò đối nhau

Hệ làm chậm này có cấu tạo gồm có hai bản kim loại như nhau và lồng xen kẽ đối nhau sao cho khoảng cách giữa các dò như nhau và các dò của mỗi bản cách bản đối diện một khoảng như nhau. Trên hình 1.42 chỉ ra hai hình chiếu của hệ làm chậm các dò đối nhau.



HÌNH 1.42

Ở đây hệ cơ chu kì không gian là L . Sóng điện từ ngang TEM truyền trong hệ lần lượt đi qua các dò đặt đối xen nhau theo đường uốn khúc (đường vẽ nét đứt trên hình 1.42) với vận tốc C , do đó vận tốc pha của sóng dịch chuyển dọc hệ làm chậm sẽ nhỏ hơn C , hệ đã thực hiện làm chậm sóng điện từ. Ta có thể tính được vận tốc pha của hài không gian thứ p trong hệ làm chậm này như sau:

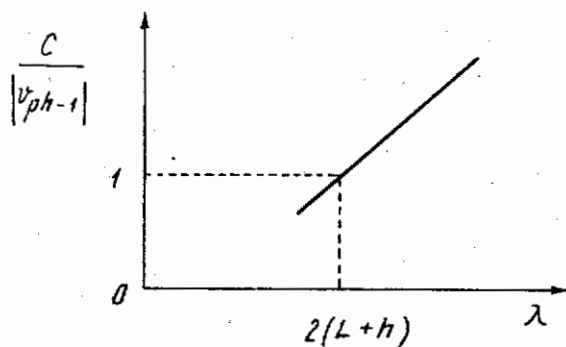
$$v_{php} = \frac{CL}{2h + L + p\lambda} \quad (1.11.13)$$

$$\text{với } p = -1 \text{ thì } v_{ph-1} = -C \frac{L}{\lambda - (2h + L)} \quad (1.11.14)$$

Trong các hài lẻ (được sử dụng để tương tác với chùm điện tử) thì hài có $p = -1$ cho giá trị tuyệt đối $|v_{ph-1}|$ lớn nhất,

nên nó là hài không gian cơ bản. Khi $2h + L < \lambda$ thì v_{ph-1} có dấu âm nên đặc trưng tán sắc của hài cơ bản là âm. Đặc trưng tán sắc của hài ngược bậc nhất của hệ làm chậm này là dị thường âm, nó được vẽ ở hình 1.43

cho $\frac{C}{|v_{ph-1}|}$. Hệ làm chậm các dò đối nhau được ứng dụng trong các đèn sóng ngược.



HÌNH 1.43

e) Hệ làm chậm răng lược

Hệ làm chậm kiểu răng lược có cấu tạo vẽ ở hình 1.44. Nó bao gồm cả hai bản kim loại đặt song song nhau. Một bản gọi là đế, còn bản kim loại đối diện được xé thành các khe hẹp sâu là l có độ rộng d cách song song đều nhau một khoảng L là chu kì của hệ làm chậm. Cấu trúc này tạo ra các răng lược kim loại. Khoảng cách từ mặt các răng lược đến bản đế là b và độ rộng của các răng lược là a . Cấu trúc dạng răng lược trên tạo ra ở bề mặt hệ làm chậm có trở kháng mặt thuần ảo. Trở kháng này được tính theo công thức:

$$Z_m = i \frac{d}{L} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \operatorname{tg} \frac{\omega l}{C} \quad (1.11.15)$$

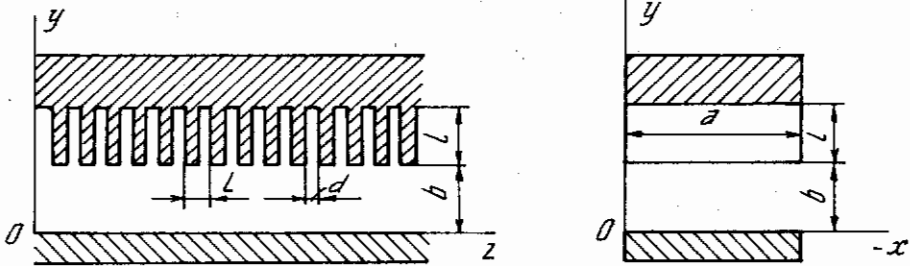
Ở đây C là vận tốc ánh sáng.

Do đó số sóng ngang theo trục y là thuần ảo, hệ giữ chậm được sóng điện từ $v_{ph} < C$. Người ta đã tính được phương trình đặc trưng của hệ có dạng [4]:

$$\eta_1 \cdot b \cdot \operatorname{th}(\eta_1 \cdot b) = k_0 \frac{bd}{L} \operatorname{tg} k_0 l \quad (1.11.16)$$

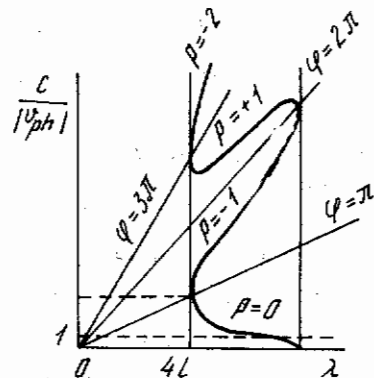
$\chi_x = i\eta_1$ là số sóng ngang theo trục y , còn $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ là số sóng trong chân không hay không khí.

Việc tìm nghiệm của phương trình đặc trưng (1.11.16) thuận tiện bằng đồ thị, khi giải gần đúng nó ta có thể xây dựng được đặc trưng tán sắc của hệ làm chậm răng lược trên.



HÌNH 1.44

Trên hình 1.45 cho ta đặc trưng tán sắc của hệ làm chậm răng lược đặt trong ống dẫn sóng hình chữ nhật. Đặc trưng này gồm nhiều đoạn ứng với các hài không gian có chỉ số $p = 0, -1, +1, 2, \dots$ hài không gian cơ bản $p = 0$ có đặc trưng tán sắc thường dương, phụ thuộc chủ yếu vào bước sóng. Nó được sử dụng trong đèn sóng chạy kiểu M cho dải tần công tác rộng. Với hài không gian ngược bậc nhất $p = -1$, đặc trưng tán sắc là dị thường âm, $v_{ph, -1}$ phụ thuộc khá mạnh vào bước sóng. Người ta sử dụng hài ngược bậc nhất này trong các đèn sóng ngược kiểu O hay kiểu M. Một ưu điểm nổi bật của hệ làm chậm răng lược là bền về cơ khí và khả năng tản xạ nhiệt tốt, nên nó hay được sử dụng trong các dụng cụ điện tử siêu cao tần công suất.



HÌNH 1.45

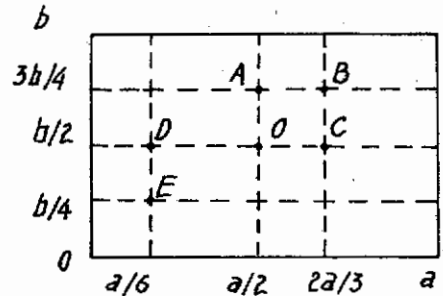
§ 1.12. CÁC BÀI TẬP

1.1. Tính và biểu diễn lên trục số các bước sóng tới hạn và bước sóng của các dạng sóng trong ống dẫn sóng chữ nhật bên trong chứa không khí có kích thước tiết diện ngang $a = 7,2\text{cm}$; $b = 3,4\text{cm}$, bước sóng công tác $\lambda = 3,9\text{cm}$ với điều kiện $\lambda_{th} \geq 3,2\text{cm}$.

1.2. Tính và biểu diễn lên trục số khoảng cách Δz dọc theo ống dẫn sóng chữ nhật bên trong chứa không khí của các trường tại chỗ mà trên khoảng cách này biên độ của trường suy giảm đi 10 lần. Biết rằng kích thước ống dẫn sóng chữ nhật $a = 7,2\text{cm}$; $b = 3,4\text{cm}$, bước sóng công tác $\lambda = 7\text{cm}$ và chỉ xét với các dạng trường có $\lambda_{th} \geq 3,2\text{cm}$.

1.3. Phải chọn kích thước tiết diện ngang của ống dẫn sóng chữ nhật như thế nào để cho trong ống này chỉ truyền lan một sóng cơ bản TE_{10} (H_{10}) trong cả dải tần của máy phát $f = 2.200\text{ MHz} \div 3.000\text{ MHz}$, trong hai trường hợp bên trong ống dẫn sóng chứa đầy không khí và chất điện môi đồng nhất có $\epsilon' = 4,4$.

1.4. Ống dẫn sóng chữ nhật bên trong chứa không khí có $a = 6\text{cm}$, công tác ở tần số $f = 4.000\text{MHz}$. làm việc với sóng cơ bản H_{10} . Hãy xác định giá trị cường độ điện từ trường tại các điểm A, B, C, D, E nằm trong cùng tiết diện ngang của ống dẫn sóng tại thời điểm t , khi mà tại điểm O của tiết diện này cường độ điện trường có giá trị bằng 10V/cm và nó bằng nửa biên độ điện trường cực đại (hình 1.46)



HÌNH 1.46

1.5. Ống dẫn sóng chữ nhật chứa không khí có kích thước $a = 22,86\text{mm}$; $b = 10,16\text{mm}$, công tác với sóng cơ bản H_{10} ở tần số $f = 9840\text{MHz}$. Hãy tính hệ số suy giảm α_{kl} khi ống dẫn sóng làm bằng đồng có độ dẫn điện riêng $\sigma = 5,7 \cdot 10^7 \text{1}/\Omega\text{m}$ và tính công suất truyền lan giới hạn của sóng trong điều kiện bình thường với $E_{th} = 3 \cdot 10^6 \text{V/m}$.

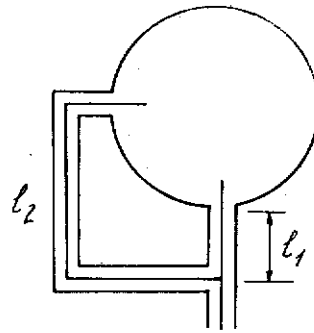
1.6. Tính và biểu diễn lên trục số các bước sóng tới hạn và bước sóng trong ống dẫn sóng tròn chứa không khí cho các dạng sóng có $\lambda_{th} \geq 1,8\text{cm}$. Biết rằng bước sóng công tác $\lambda = 6\text{cm}$; bán kính ống dẫn sóng tròn $R = 4\text{cm}$.

1.7. Tính và biểu diễn lên trục số các khoảng cách Δz dọc theo ống dẫn sóng tròn bên trong chứa không khí mà trên khoảng cách này biên độ các trường tại chỗ giảm đi 10 lần. Biết rằng bước sóng công tác $\lambda = 10\text{cm}$, bán kính ống dẫn sóng $R = 4\text{cm}$ và ứng với các dạng trường có $\lambda_{th} \geq 4,8\text{cm}$.

1.8. Hãy xác định bán kính R của ống dẫn sóng tròn chứa không khí trong cả dải tần $f = 3.000\text{MHz} \div 3.300\text{MHz}$ chỉ truyền lan đồng thời hai dạng sóng H_{11} và E_{01} .

1.9. Ống dẫn sóng tròn chứa không khí có bán kính $R = 1,5\text{cm}$ chỉ truyền lan dạng sóng H_{01} có biên độ thành phần dọc từ trường ở trục ống bằng $0,24\text{A/m}$. Hãy xác định giá trị cực đại biên độ điện trường, biết rằng bước sóng công tác $\lambda = 2,35\text{cm}$.

1.10. Ống dẫn sóng tròn có bán kính $R = 3,5\text{cm}$ truyền lan sóng cơ bản H_{11} . Để tạo ra trường có phân cực tròn trong ống dẫn sóng người ta kích thích nó bằng dây đồng trục có hai đoạn đặt vuông góc nhau dài l_1 và l_2 bên trong có điện môi với hằng số $\epsilon' = 4$, tần số công tác $f = 3.000\text{MHz}$, chiều dài đoạn $l_1 = 10\text{cm}$, hãy tính đoạn l_2 , biết rằng trong ống dẫn sóng tròn chứa không khí. (Hình 1.47)



HÌNH 1.47

1.11. Ống dẫn sóng đồng trục làm bằng đồng có độ dẫn điện riêng $\sigma = 5,7 \cdot 10^7$ $1/\Omega\text{m}$, bán kính các lõi trong $a = 0,34\text{mm}$ bán kính lõi ngoài $b = 3,5\text{mm}$, công tác với sóng cơ bản TEM có tần số $f = 3.000\text{MHz}$. Hãy xác định hệ số suy giảm của sóng này trong ống dẫn sóng. Biết rằng trong ống chứa đầy chất điện môi có $\epsilon' = 2,3$ và $\text{tg}\delta_e = 0,4 \cdot 10^{-3}$.

Chương II

HỘP CỘNG HƯỞNG

§ 2.1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Chúng ta đã biết, ở dải sóng vô tuyến điện thông thường như: dài, trung, ngắn các mạch dao động cộng hưởng thường được xây dựng từ các phần tử tập trung như điện dung C và điện cảm L. Mạch dao động này cho tần số cộng hưởng riêng là:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.1.1)$$

Nhưng ở dải siêu cao tần (trừ phần sóng dài của dải sóng mét) thì mạch dao động LC từ các tham số tập trung không làm việc được. Có các nguyên nhân như sau:

- Thứ nhất: để nhận được tần số cộng hưởng f_0 lớn hay bước sóng cộng hưởng nhỏ, theo (2.1.1) ta phải giảm nhỏ các giá trị L và C của cuộn cảm hay tụ điện đến mức tối thiểu. Nhưng việc giảm nhỏ này cũng chỉ có giới hạn do kết cấu của cuộn cảm và tụ điện, nên về nguyên tắc ta không đạt được tần số cộng hưởng ở các dải sóng cao như dải cm và mm.

- Thứ hai là ở dải sóng siêu cao tần, kích thước hình học của điện cảm hay tụ điện so sánh được với bước sóng điện từ, nên tại các tần số này bản thân mạch dao động cũng đóng vai trò như phần tử bức xạ năng lượng điện từ làm tăng tiêu hao năng lượng đáng kể trong mạch dao động và mạch không duy trì được dao động ở dải này.

- Thứ ba là khi tần số tăng (trong dải sóng siêu cao tần) thì tiêu hao do hiệu ứng bề mặt và tiêu hao trong điện môi của cuộn cảm và tụ điện tăng đáng kể làm giảm phẩm chất rõ rệt của mạch dao động LC, làm cho nó mất tính chọn lọc của mạch cộng hưởng.

Vì vậy ở dải sóng siêu cao tần, người ta sử dụng các mạch dao động có tham số phân bố, mà thường gọi là hộp cộng hưởng. Ta gọi hộp cộng hưởng là một vùng không gian hữu hạn mà ở trong nó, sau khoảng thời gian lớn hơn nhiều chu kỳ dao động siêu cao tần có sự tích lũy năng lượng điện từ. Hộp cộng hưởng thường là dạng kín, tức được bao bọc bởi thành kim loại, tuy nhiên cũng có hộp cộng hưởng dạng không kín như hộp cộng hưởng điện môi, hộp cộng hưởng hở ở dải mm hay dải quang học bao gồm hai bản phản xạ đặt song song cách nhau một khoảng nhất định. Các hộp cộng hưởng kín lại chia làm hai loại:

+ Các hộp cộng hưởng có cấu trúc tương đối đơn giản được tạo nên từ các đoạn ống dẫn sóng đồng nhất rộng như hộp cộng hưởng chữ nhật, hộp cộng hưởng trụ tròn, hộp cộng hưởng đồng trục, hộp cộng hưởng xuyên tâm v.v...

+ Các hộp cộng hưởng có cấu trúc phức tạp hơn như: hộp cộng hưởng hình xuyên, hộp cộng hưởng dạng một khâu của đèn Manhetron, hộp cộng hưởng đồng trục có khe v.v...

Đối với các hộp cộng hưởng từ đoạn ống dẫn sóng rộng, do cấu trúc đơn giản nên ta có thể tìm được trường điện từ các dạng tồn tại bên trong chúng bằng cách tìm nghiệm của các phương trình Macxoen với các điều kiện bờ đã cho, rồi từ đó tìm được các đại lượng đặc trưng cơ bản là bước sóng cộng hưởng riêng hay tần số cộng hưởng riêng và độ phẩm chất của hộp ứng với các dạng dao động khác nhau trong hộp.

Còn đối với các hộp cộng hưởng dạng phức tạp thì do cấu trúc điều kiện bờ phức tạp, ta chỉ xét cấu trúc của trường điện từ của các dao động hay sóng trong chúng, kết hợp với tìm biểu thức cho bước sóng hay tần số cộng hưởng riêng của dạng dao động được sử dụng và nêu ứng dụng của chúng.

Khác với mạch dao động LC chỉ có một tần số cộng hưởng riêng f_0 khi đã cho các giá trị của L và C, trong hộp cộng hưởng với kích thước đã cho có thể tồn tại vô số các dao động riêng có cấu trúc trường khác nhau và tương ứng cho các bước sóng cộng hưởng hay tần số cộng hưởng và độ phẩm chất khác nhau.

Các hộp cộng hưởng được ứng dụng trong kỹ thuật siêu cao làm mạch dao động trong các lĩnh vực như: trong chế độ dao động tự do nó được dùng làm hộp tiếng vọng để kiểm tra các trạm phát xung. Trong chế độ dao động cưỡng bách, hộp cộng hưởng đóng vai trò của hệ cộng hưởng chọn lọc cho các thiết bị thu, phát, đo lường. Trong các dụng cụ điện tử và bán dẫn siêu cao hộp cộng hưởng tạo ra không gian tương tác và trao đổi năng lượng giữa trường điện từ và các điện tử hoặc lỗ trống để tạo hoặc khuếch đại các dao động siêu cao tần.

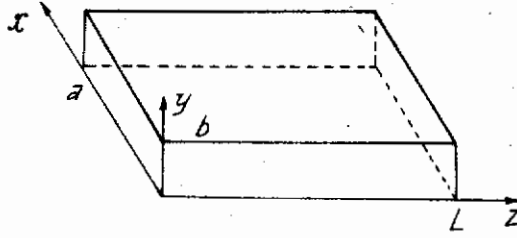
Cuối chương này có trình bày các phương pháp kích thích và liên kết hay ghép các dạng trường trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng.

§ 2.2. HỘP CỘNG HƯỞNG CHỮ NHẬT

a) Bài toán chung

Hộp cộng hưởng chữ nhật được hình thành từ một ống dẫn sóng chữ nhật rộng, được bịt kín hai đầu bởi hai vách kim loại làm ống dẫn sóng (hình 2.1). Để tìm trường điện từ tồn tại trong hộp cộng hưởng ta chọn hệ tọa độ Đề các có trục z hướng theo chiều dài L của hộp, còn trục x và y nằm trùng với tiết diện ngang. Hộp cộng hưởng có kích thước a, b và L, như vậy hai mặt đáy của hộp có phương trình là $z = 0, z = L$.

Để đơn giản, ta xét với trường hợp cộng hưởng chữ nhật lý tưởng, tức là kim loại làm thành hộp có $\sigma_{kl} = \infty$ và trong hộp điện môi là lý tưởng $\sigma_{dm} = 0$



HÌNH 2.1

Như vậy việc tìm trường điện từ trong hộp cộng hưởng sẽ là tìm nghiệm của phương trình Macxoen (1.2.1) hay phương trình sóng (1.2.3) với điều kiện bờ là thành phần tiếp tuyến của điện trường trên thành bên trong hộp bằng không.

$$\left. \begin{matrix} E_t \\ S_n \end{matrix} \right| = 0 \quad (2.2.1)$$

Để tìm nghiệm của các phương trình sóng (1.2.3) cho hộp cộng hưởng từ đoạn ống dẫn sóng nói chung và hộp cộng hưởng chữ nhật nói riêng, ta áp dụng phương pháp phân ly biến số giống như đối với ống dẫn sóng. Tức là ta đặt theo (1.2.5) và (1.2.8):

$$\vec{E}_m(q_1, q_2, z) = \vec{E}_\perp(q_1, q_2) F(z) \quad (2.2.2)$$

$$\vec{H}_m(q_1, q_2, z) = \vec{H}_\perp(q_1, q_2) F(z)$$

và

$$\vec{E}_\perp(q_1, q_2) = \vec{E}_q(q_1, q_2) + \bar{z}_0 E_z(q_1, q_2) \quad (2.2.3)$$

$$\vec{H}_\perp(q_1, q_2) = \vec{H}_q(q_1, q_2) + \bar{z}_0 H_z(q_1, q_2)$$

Ở đây \vec{E}_q, \vec{H}_q là các vectơ ngang chỉ phụ thuộc vào các tọa độ ngang q_1, q_2 của điện trường và từ trường, E_z và H_z là các thành phần dọc của điện trường và từ trường. Nếu đặt (2.2.2) và (2.2.3) vào các phương trình sóng (1.2.3) ta rút ra được các phương trình xác định hàm $F(z), E_z, H_z$ và \vec{E}_q, \vec{H}_q như sau:

$$\frac{d^2 F}{dz^2} - \gamma^2 F = 0 \quad (2.2.4)$$

$$\nabla_q^2 E_z + \chi^2 E_z = 0 \quad (2.2.5)$$

$$\nabla_q^2 H_z + \chi^2 H_z = 0$$

$$\nabla_q^2 \vec{E}_q + \chi^2 \vec{E}_q = 0 \quad (2.2.6)$$

$$\nabla_q^2 \vec{H}_q + \chi^2 \vec{H}_q = 0$$

γ là hằng số truyền sóng dọc trục z , χ là số sóng ngang giống như ở trong ống dẫn sóng. Phương trình (2.2.4) cho nghiệm dạng:

$$F(z) = A.e^{-\gamma z} + B.e^{\gamma z} \quad (2.2.7)$$

A, B là các hằng số sẽ được chọn từ điều kiện bờ và khi kích thích sóng trong hộp cộng hưởng.

Phương trình (2.2.5) cho các thành phần dọc E_z, H_z sẽ được giải cũng bằng phương pháp phân ly biến số trong các hệ tọa độ cụ thể cho các dạng hộp đã cho.

Các thành phần ngang của trường \vec{E}_q, \vec{H}_q được tìm từ các phương trình (2.2.6), nhưng đơn giản hơn ta có thể tìm chúng từ các thành phần dọc đã biết thông qua các phương trình Macxoen. Trong hệ tọa độ trụ tổng quát ta nhận được các biểu thức sau: (xem phụ lục III)

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{1}{\chi^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial E_z}{\partial q_1} \right) - i\omega\mu \frac{1}{h_2} \frac{\partial H_z}{\partial q_2} \right\} \\ E_2 &= \frac{1}{\chi^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial E_z}{\partial q_2} \right) + i\omega\mu \frac{1}{h_1} \frac{\partial H_z}{\partial q_1} \right\} \\ H_1 &= \frac{1}{\chi^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial H_z}{\partial q_1} \right) + i\omega\varepsilon \frac{1}{h_2} \frac{\partial E_z}{\partial q_2} \right\} \\ H_2 &= \frac{1}{\chi^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial H_z}{\partial q_2} \right) - i\omega\varepsilon \frac{1}{h_1} \frac{\partial E_z}{\partial q_1} \right\} \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

h_1, h_2 là hệ số Lamé của hệ tọa độ. Trong hệ tọa độ Đề các thì: $h_1 = h_2 = 1, q_1 \rightarrow x, q_2 \rightarrow y$.

Trong hộp cộng hưởng chữ nhật chỉ tồn tại hai loại trường TM và TE, nên ta sẽ tìm dạng của hàm $F(z)$ cho các trường này. Ta có thể tách điều kiện bờ (2.2.1) ra thành hai dạng sau:

$$E_\tau \Big|_{S_{sq}} = 0 \quad (2.2.9)$$

$$E_\tau \Big|_{z=0,L} = 0 \quad (2.2.10)$$

Điều kiện bờ (2.2.9) hoàn toàn tương tự như điều kiện bờ đối với ống dẫn sóng có cùng tiết diện ngang với hộp cộng hưởng. Từ đây ta rút ra kết luận là việc tìm các hàm phân bố theo các tọa độ ngang của E_z và H_z trong hộp cộng hưởng từ đoạn ống dẫn sóng có dạng tương tự như các hàm phân bố theo các tọa độ ngang của các thành phần dọc của trường trong ống dẫn sóng cùng dạng tiết diện ngang. Do vậy ta có thể áp dụng các kết quả đã nhận được khi nghiên cứu trường từ chương I trong ống dẫn sóng chữ nhật, tròn và đồng trục.

Điều kiện bờ (2.2.10) sẽ cho phép ta xác định được phân bố của trường dọc theo tọa độ z trong hộp cộng hưởng, tức là tìm dạng cụ thể của hàm $F(z)$ đối với các dạng trường.

b) Phân bố của trường dọc theo trục z

- Đối với trường TM(E) thì từ điều kiện bờ (2.2.10) và biểu thức (2.2.8) ta suy ra điều kiện:

$$\left. \frac{dF}{dz} \right|_{z=0, L} = 0 \quad (2.2.11)$$

Khi cho $z = 0$, từ (2.2.11) và (2.2.7) ta được:

$$A = B$$

Khi cho $z = L$ ta có: $-\gamma A e^{-\gamma L} + \gamma A e^{\gamma L} = 0$

hay $\text{sh}\gamma L = 0$

Phương trình này chỉ có nghiệm khi $\gamma = i\beta$ tức là chuyển sang dạng:

$$\text{sh}\gamma L = \text{shi}\beta L = 2i \sin\beta L = 0$$

ta rút ra được:

$$\beta = p \frac{\pi}{L}, \quad p = 0, 1, 2 \quad (2.2.12)$$

hàm phân bố F của trường có dạng:

$$F(z) = A e^{-i\beta z} + A e^{i\beta z} = 2A \cos\beta z \quad (2.2.13)$$

- Đối với trường TE(H) thì điều kiện bờ (2.2.10) và với biểu thức (2.2.8) sẽ cho:

$$\left. F(z) \right|_{z=0, L} = 0 \quad (2.2.14)$$

Từ điều kiện (2.2.14) và (2.2.7) ta cũng rút ra được biểu thức cho $\gamma = i\beta$ và β có dạng như ở biểu thức (2.2.12) và cho hàm phân bố $F(z)$ có dạng sau:

$$F(z) = -2iA \sin\beta z \quad (2.2.15)$$

Bây giờ ta có thể tìm các biểu thức cho các thành phần trường trong hộp cộng hưởng chữ nhật.

c) Trường TM(E)

Áp dụng kết quả của phân bố trường theo tọa độ ngang trong ống dẫn sóng chữ nhật (1.3.8), hàm $F(z)$ từ (2.2.13) và biểu thức (2.2.8) ta nhận được biểu thức sau cho trường TM trong hộp cộng hưởng chữ nhật:

$$\begin{aligned} E_z &= E_m \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ E_x &= -\frac{E_m}{\chi^2} \left(\frac{p\pi}{L}\right) \left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ E_y &= -\frac{E_m}{\chi^2} \left(\frac{p\pi}{L}\right) \left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ H_x &= \frac{E_m i\omega\epsilon}{\chi^2} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ H_y &= -\frac{E_m i\omega\epsilon}{\chi^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

$E_m = 2A$ là một hằng số tùy ý, nó được xác định từ kết quả của việc kích thích trường. Còn χ^2 được tính từ biểu thức (1.3.4) và (1.3.7) trong chương I.

$$m = 1, 2, 3 \dots$$

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

$$p = 0, 1, 2 \dots$$

Bước sóng cộng hưởng riêng trong hộp cộng hưởng chữ nhật được tính từ biểu thức sau:

$$\chi^2 = k^2 + \gamma^2$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \gamma = i\beta = i \frac{p\pi}{L}, \quad \chi^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

Suy ra:
$$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{L}\right)^2}} \quad (2.2.17)$$

Từ biểu thức của các thành phần trường TM_{mnp} ta thấy các thành phần ngang của điện trường và từ trường lệch pha nhau $\frac{\pi}{2}$. Do đó vectơ mật độ công suất trung bình theo phương trục z bằng 0. Ngoài ra thành phần dọc E_z đồng pha với các thành phần ngang E_x, E_y song điểm cực đại của chúng lại lệch nhau theo trục z đi một khoảng $\frac{\lambda_1}{4}$. Trong ống dẫn sóng chữ nhật ta đã biết hệ số pha β biểu thị qua bước sóng trong ống dẫn sóng λ_1 có dạng:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_1} \quad \text{mà} \quad \beta = \frac{p\pi}{L} \quad \text{nên ta suy ra:}$$

$$L = p \frac{\lambda_1}{2}, \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (2.2.18)$$

Biểu thức (2.2.18) gọi là điều kiện cộng hưởng của hộp cộng hưởng chữ nhật. Điều kiện (2.2.18) mô tả hiện tượng là từ một tiết diện z bất kỳ sóng truyền dọc theo trục z và sóng phản xạ liên tiếp hai lần tại hay đáy $z = 0, L$ có pha cách nhau $2p\pi$, tức là chúng đồng pha. Dạng dao động đơn vị nào thỏa mãn điều kiện cộng hưởng sẽ có biên độ rất lớn trong hộp, còn các dạng dao động khác sẽ bị tiêu hao nên tắt rất nhanh.

d) Trường TE(H)

Nếu bây giờ ta áp dụng kết quả cho hai hàm phân bố theo các tọa độ ngang của trường TE trong ống dẫn sóng chữ nhật dạng (1.3.14) và dạng hàm $F(z)$ từ (2.2.15) và biểu thức (2.2.8) sẽ nhận được các thành phần trường TE trong hộp cộng hưởng chữ nhật sau:

$$H_z = H_m \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right)$$

$$H_x = -\frac{H_m}{\chi^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \left(\frac{p\pi}{L}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right)$$

$$H_y = -\frac{H_m}{\chi^2} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \left(\frac{p\pi}{L}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \quad (2.2.19)$$

$$E_x = \frac{H_m i \omega \mu}{\chi^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right)$$

2.2.19

$$E_y = -\frac{H_m i \omega \mu}{\chi^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right)$$

ở đây ta chọn $H_m = -2iA$, với $m = 0, 1, 2, \dots$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

$$p = 1, 2, 3, \dots$$

χ^2 cũng có dạng như đối với ống dẫn sóng chữ nhật theo (1.3.4) và (1.3.7).

Bước sóng cộng hưởng riêng của dạng trường TE_{mnp} trong hộp này cũng được biểu thị bởi (2.2.17). Điều kiện cộng hưởng cho dạng trường TE trong hộp cộng hưởng chữ nhật cũng tuân theo biểu thức (2.2.18). Từ các biểu thức (2.2.16) và (2.2.19), ta thấy ứng với một cặp ba số nguyên (m, n, p) trong hộp cộng hưởng chữ nhật tồn tại các dạng trường đơn vị dạng $TM_{mnp}(E_{mnp})$ và $TE_{mnp}(H_{mnp})$.

Chúng được gọi là các dạng dao động riêng trong hộp cộng hưởng. Mỗi dạng dao động riêng có bước sóng cộng hưởng riêng theo công thức (2.2.17) khi đã cho kích thước của hộp, dao động riêng có bước sóng cộng hưởng lớn nhất gọi là dạng dao động cơ bản, các dạng dao động khác gọi là dạng dao động bậc cao. Chẳng hạn nếu ta có kích thước của hộp: $L > a > b > 0$ thì:

$$\lambda_0(H_{101}) = \frac{2aL}{\sqrt{a^2 + L^2}} \max$$

Nên dạng dao động H_{101} là cơ bản trong hộp cộng hưởng chữ nhật.

Các dạng dao động riêng trong hộp cộng hưởng chữ nhật có cấu trúc trường khác nhau, nhưng có cùng tần số hay bước sóng cộng hưởng riêng gọi là dạng dao động suy biến. Chẳng hạn các dạng dao động TM_{mnp} và TE_{mnp} khi có cùng chỉ số là các dạng suy biến. Dạng dao động cơ bản trong hộp cộng hưởng không đóng vai trò quan trọng như trường cơ bản trong ống dẫn sóng. Vì ta đã nói ở mục b) khi hộp thực hiện được điều kiện cộng hưởng (2.2.18) đối với một dạng dao động riêng nào thì trong hộp thực tế chỉ có dạng dao động này. Trên hình 2.2 vẽ một số đường sức điện từ trường của bốn dạng dao động có chỉ số thấp trong hộp cộng hưởng chữ nhật là H_{101} , H_{111} , H_{011} và E_{111} (đường liền chỉ E, đường nét đứt chỉ H).

§ 2.3. HỘP CỘNG HƯỞNG TRỤ TRÒN

a) Trường $TM(E)$ và $TE(H)$

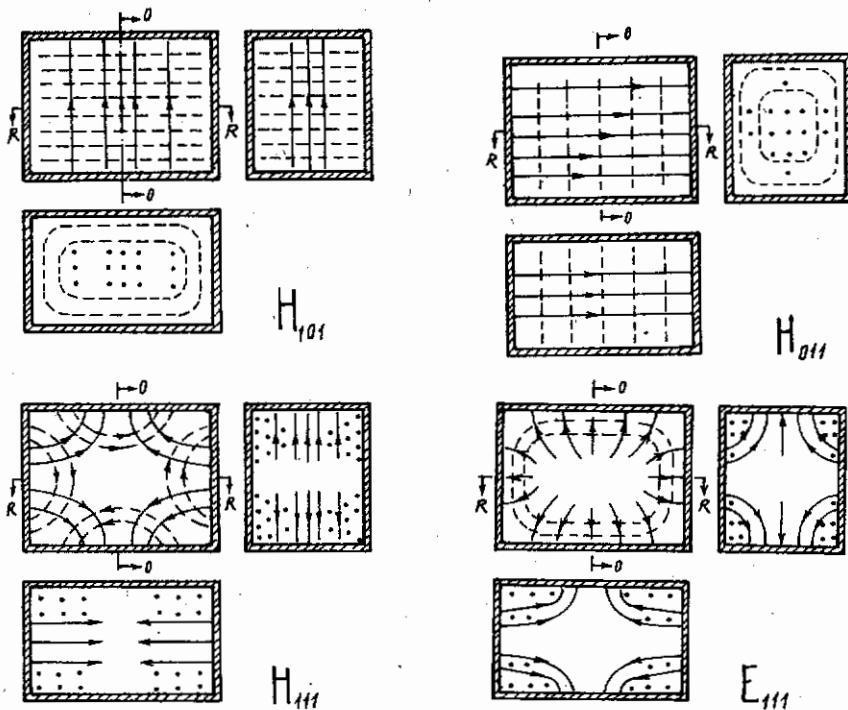
Hộp cộng hưởng trụ tròn được hình thành từ một đoạn ống dẫn sóng tròn được bịt kín hai đầu bởi thành kim loại làm ống dẫn sóng (hình 2.3). Để tìm trường điện từ trong hộp cộng hưởng trụ tròn ta dùng hệ tọa độ trụ có trục Oz trùng với trục của hộp, còn tâm O đặt tại tâm của một trong hai đáy. Như vậy nếu hộp có bán kính R và chiều dài L, thì mặt xung quanh và hai đáy có phương trình là: $r = R, z = 0, L$. Để

đơn giản, ta cũng xét với hộp cộng hưởng dạng lý tưởng: tức thành hộp làm bằng kim loại dẫn điện lý tưởng có $\sigma_{kl} = \infty$ và bên trong chứa không khí hoặc chân không có $\sigma_{dm} = 0$.

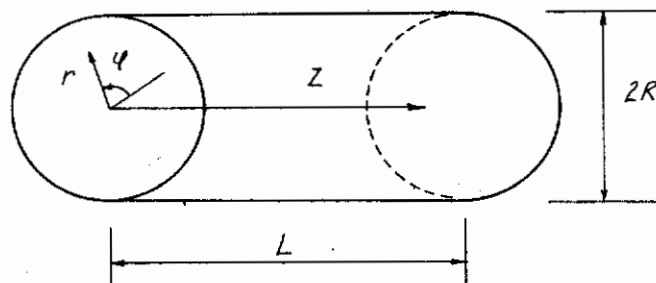
Các biểu thức của trường điện từ trong hộp cộng hưởng trụ tròn được tìm bằng cách tính nghiệm của các phương trình sóng (1.2.3) với điều kiện bờ (2.2.1). Cũng tương tự như trường hợp với hộp cộng hưởng chữ nhật, khi phân tích điều kiện bờ (2.2.1) ta có thể tách ra thành hai trường hợp cho mặt xung quanh và cho hai đáy tương tự như (2.2.9) và (2.2.10) ta có:

$$E_r \Big|_{r=R} = 0 \tag{2.3.1}$$

$$E_z \Big|_{z=0, L} = 0 \tag{2.3.2}$$



HÌNH 2.2



HÌNH 2.3

Điều kiện bờ (2.3.1) hoàn toàn tương tự như điều kiện bờ trong ống dẫn sóng tròn có cùng tiết diện do đó ta có thể áp dụng các kết quả về các hàm phân bố của trường theo các tọa độ ngang r, φ trong ống dẫn sóng tròn cho hàm phân bố của trường cũng theo các tọa độ r, φ trong hộp cộng hưởng trụ tròn mà không cần phải tìm nghiệm của các phương trình sóng nữa.

Điều kiện bờ (2.3.2) hoàn toàn tương tự như điều kiện bờ (2.2.10) trong hộp cộng hưởng chữ nhật có cùng chiều dài L . Do vậy ta có thể lấy hàm phân bố của trường dọc theo tọa độ z trong hộp cộng hưởng chữ nhật làm hàm phân bố theo tọa độ này của trường trong hộp cộng hưởng trụ tròn mà không cần giải các phương trình cho hàm F . Cũng tương tự như trong hộp cộng hưởng chữ nhật, trong hộp cộng hưởng trụ tròn tồn tại các trường loại TM(E) và loại TE(H).

1. Trường TM(E)

Thành phần dọc của điện trường E_z khi áp dụng các kết quả từ hàm phân bố theo tọa độ ngang trong ống dẫn sóng tròn của trường TM(E), (1.5.7) và hàm phân bố theo tọa độ z trong hộp cộng hưởng chữ nhật cho trường này (2.2.13) ta có:

$$E_z(r, \varphi, z) = E_m J_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \quad (2.3.3)$$

Các thành phần ngang của trường được tìm từ biểu thức (2.2.8) qua thành phần dọc E_z vừa tìm. Trong hệ tọa độ trụ thì $q_1 \rightarrow r, q_2 \rightarrow \varphi, h_1 \rightarrow 1, h_2 \rightarrow r$. Ta có các kết quả cho các thành phần ngang trường TM(E) như sau:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = -\frac{E_m p \pi}{\chi L} J'_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ E_\varphi &= \frac{1}{\chi^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right) = \frac{E_m m p \pi}{\chi^2 r L} J_m(\chi r) \sin(m\varphi - \varphi_0) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ H_r &= \frac{i\omega \epsilon}{\chi^2 r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} = -\frac{i E_m \omega \epsilon m}{\chi^2 r} J_m(\chi r) \sin(m\varphi - \varphi_0) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ H_\varphi &= -\frac{i\omega \epsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{i\omega \epsilon E_m}{\chi} J'_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots; p = 0, 1, 2, \dots; n = 1, 2, 3, \dots$$

$\chi = \frac{\epsilon_{mn}}{R}$ như ở biểu thức (1.5.9) trong ống dẫn sóng tròn, E_m là hằng số.

2. Trường TE(H)

Thành phần từ trường dọc H_z của trường TE trong hộp cộng hưởng trụ tròn được tìm khi sử dụng các kết quả đã nhận được về hàm phân bố theo các tọa độ ngang r, φ trong ống dẫn sóng tròn và hàm phân bố theo tọa độ z trong hộp cộng hưởng chữ nhật đối với trường TE. Kết quả ta nhận được từ (1.5.13) và (2.2.15) biểu thức cho H_z :

$$H_z(r, \varphi, z) = H_m J_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \quad (2.3.5)$$

và từ (2.2.8) và (2.3.5) ta có các biểu thức cho các thành phần ngang của trường trong hộp cộng hưởng trụ tròn:

$$\begin{aligned} H_r &= \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial H_z}{\partial r} \right) = \frac{H_m p \pi}{\chi L} J'_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ H_\varphi &= \frac{1}{\chi^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right) = -\frac{p\pi H_m m}{L \chi^2 r} J_m(\chi r) \sin(m\varphi - \varphi_0) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ E_r &= -\frac{i\omega\mu}{\chi^2 r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} = \frac{i\omega\mu H_m m}{\chi^2 r} J_m(\chi r) \sin(m\varphi - \varphi_0) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \\ E_\varphi &= \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{i\omega\mu H_m}{\chi} J'_m(\chi r) \cos(m\varphi - \varphi_0) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

$m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 1, 2, 3, \dots$; $p = 1, 2, 3, \dots$

$\chi = \frac{\mu_{mn}}{R}$ có dạng như biểu thức (1.5.15).

b) Điều kiện cộng hưởng và toán đồ các dạng dao động riêng

Điều kiện cộng hưởng trong hộp cộng hưởng trụ tròn cũng được tìm tương tự như trong trường hợp hộp cộng hưởng chữ nhật. Nghĩa là ta có hệ thức sau:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{2\pi}{\lambda_t} = \frac{p\pi}{L} \quad \text{từ đó ta rút ra được} \\ L &= p \frac{\lambda_t}{2}, \quad p = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

(2.3.7) là điều kiện cộng hưởng trong hộp cộng hưởng trụ tròn. Nó hoàn toàn giống như dạng của biểu thức (2.2.18).

Bước sóng cộng hưởng, hay tần số cộng hưởng của các dạng dao động riêng trong hộp cộng hưởng trụ tròn được tìm từ biểu thức sau:

$$\chi^2 = \gamma^2 + k^2 = -\left(p \frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2$$

Ở đây χ được tính theo (1.5.9) đối với trường TM(E) và theo (1.5.15) đối với trường TE(H). Từ đó cho ta biểu thức về bước sóng cộng hưởng của các dạng dao động riêng:

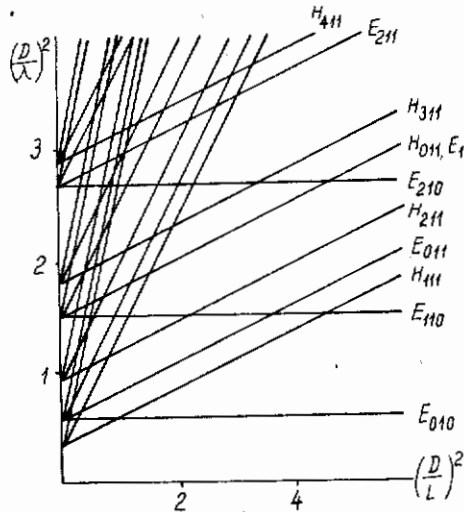
$$\lambda_0 = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\epsilon_{mn}; \mu_{mn}}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{P}{L}\right)^2}} \quad (2.3.8)$$

Việc phân tích mối quan hệ giữa bước sóng công tác λ , kích thước hộp cộng hưởng R, L và các dao động riêng sẽ rất thuận tiện và trực quan thông qua dạng đồ thị mà ta gọi là toán đồ các dao động riêng. Ta hãy xây dựng chúng: đặt $D = 2R$ vào trong các biểu thức của χ và biến đổi biểu thức (2.3.8) ta được:

$$\left(\frac{D}{\lambda_0}\right)^2 = \left(\frac{\epsilon_{mn}; \mu_{mn}}{\pi}\right)^2 + \frac{P^2}{4} \left(\frac{D}{L}\right)^2 \quad (2.3.9)$$

Đây là phương trình của các đường thẳng không đi qua gốc tọa độ, cắt trục tung tại tung độ $\left(\frac{\epsilon_{mn} \mu_{mn}}{\pi}\right)^2$. Mỗi đường thẳng ứng với một dạng dao động riêng. Các đường thẳng trên gọi là toán đồ các dạng dao động riêng trong hộp cộng hưởng trụ tròn (hình 2.4).

Trong các biểu thức (2.3.8) và (2.3.9) ta sẽ lấy giá trị của ϵ_{mn} là nghiệm của hàm Bessel cấp m với dạng dao động TM_{mnp} (E_{mnp}), còn sẽ lấy μ_{mn} là nghiệm của đạo hàm bậc nhất của hàm Bessel cấp m cho các dạng dao động TE_{mnp} (H_{mnp}).



HÌNH 2.1

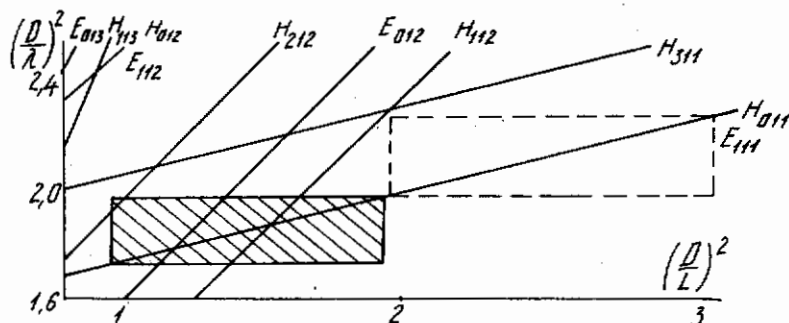
Ta đã biết, do tính chất của hàm Bessel là $J'_0 = -J_1$; nên các dạng dao động E_{1np} và H_{0np} (với cùng chỉ số của n và p) là dao động suy biến và chúng được mô tả bởi một đường thẳng của toán đồ (hình 2.4).

Một ưu điểm cơ bản của việc tính toán bằng toán đồ là tính trực quan và thuận tiện nhất là khi chọn chiều dài L của hộp cộng hưởng. Để minh họa điều này ta hãy xét một ví dụ sau: giả sử rằng hộp cộng hưởng trụ tròn làm việc ở dải sóng $\lambda = 3 \div 3,2\text{cm}$ với dao động dạng H_{011} , đường kính hộp $D = 4,2\text{cm}$. Ta hãy xét xem chiều dài L của hộp có thể thay đổi trong một giới hạn như thế nào, để khi điều chỉnh cộng hưởng có thể bị nhầm sang một dạng dao động riêng khác. Trên hình 2.5 dẫn ra phần toán đồ mà ta xét, trong đó có vẽ hình chữ nhật gạch chéo ứng với dải sóng công tác của dạng dao động H_{011} trong hộp ứng với chiều dài L của hộp thay đổi từ $3,04\text{cm} \div 4,32\text{cm}$. Nhưng đi qua hình chữ nhật này còn có ba đường thẳng khác ứng với ba dạng dao động riêng là E_{012} ; H_{112} và H_{212} . Những dao động riêng trên có thể gây ra việc điều chỉnh cộng hưởng nhầm lẫn. Nếu bây giờ cũng với dải sóng công tác trên, nhưng ta chọn đường kính $D = 4,5\text{cm}$ thì vùng công tác của hộp sẽ ứng với hình chữ nhật vẽ nét đứt, ứng với chiều dài của hộp $L = 2,57\text{cm} \div 3,23\text{cm}$. Trong hộp cộng hưởng trụ tròn, ngoài dạng dao động H_{011} chỉ có thể xuất hiện một dạng dao động suy biến E_{111} mà thôi.

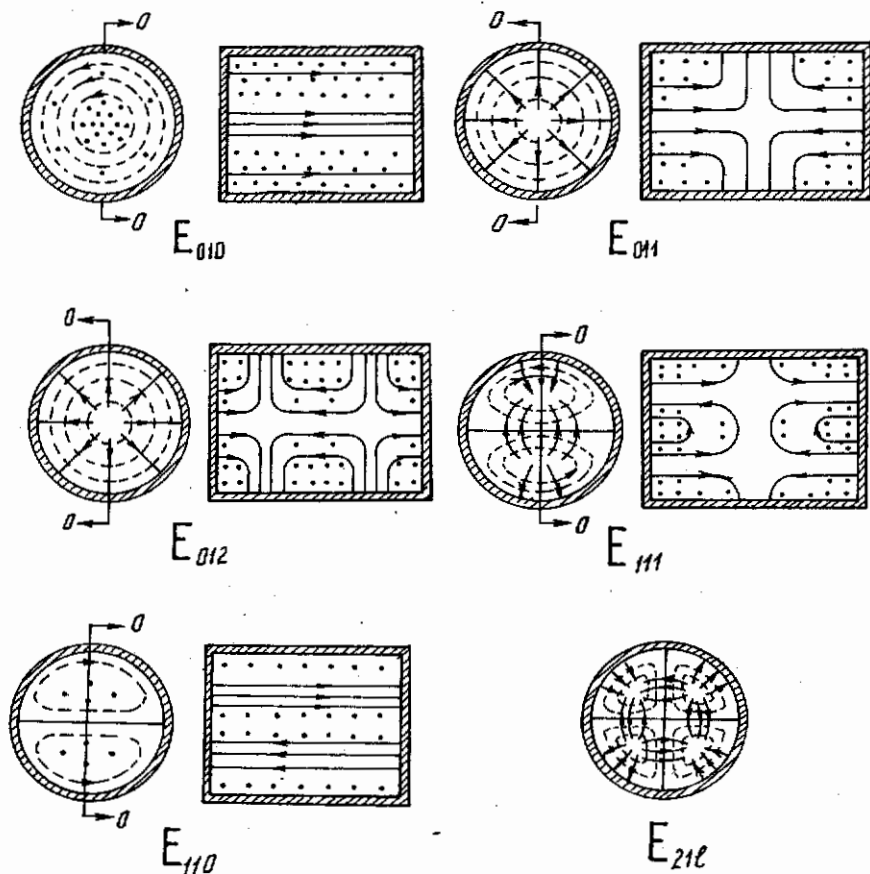
Rõ ràng dùng toán đồ các dạng dao động riêng có thể giải quyết bài toán chọn

kích thước tối ưu của hộp cộng hưởng cũng như bài toán ngược là tìm bước sóng cộng hưởng của các dạng dao động riêng theo kích thước của hộp đã biết.

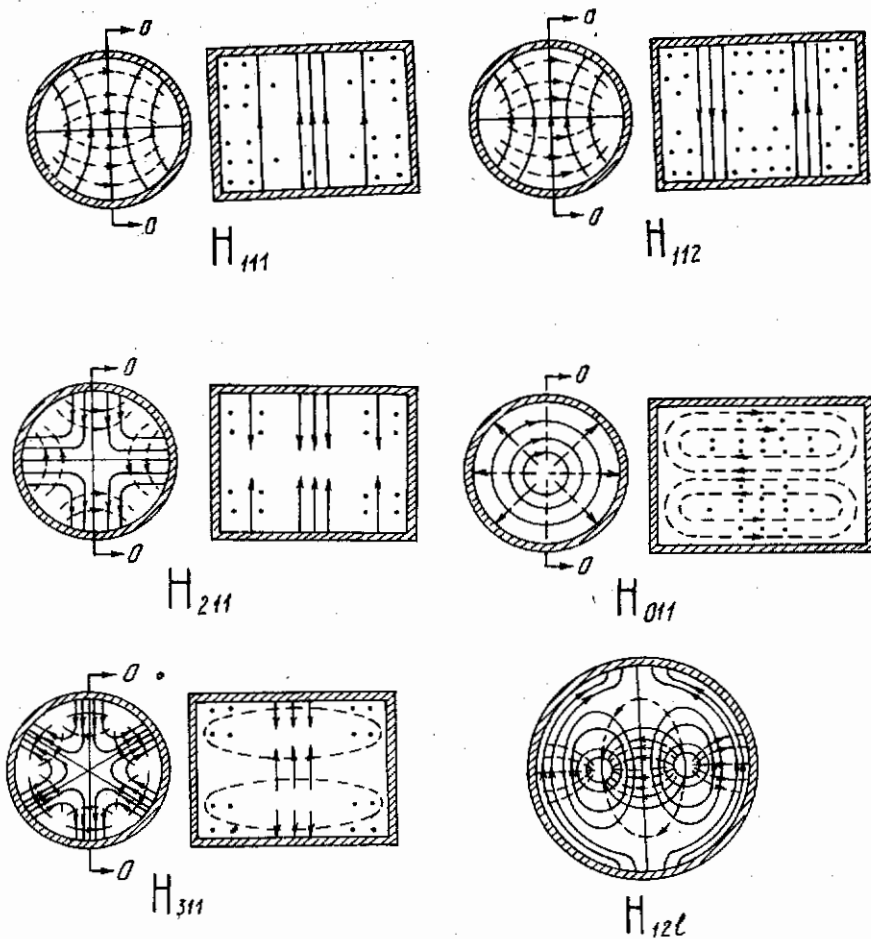
Trên hình (2.6) và (2.7) có vẽ cấu trúc đường sức điện từ trường của một số dạng dao động E_{mnp} và H_{mnp} trong hộp cộng hưởng trụ tròn.



HÌNH 2.5



HÌNH 2.6



HÌNH 2.7

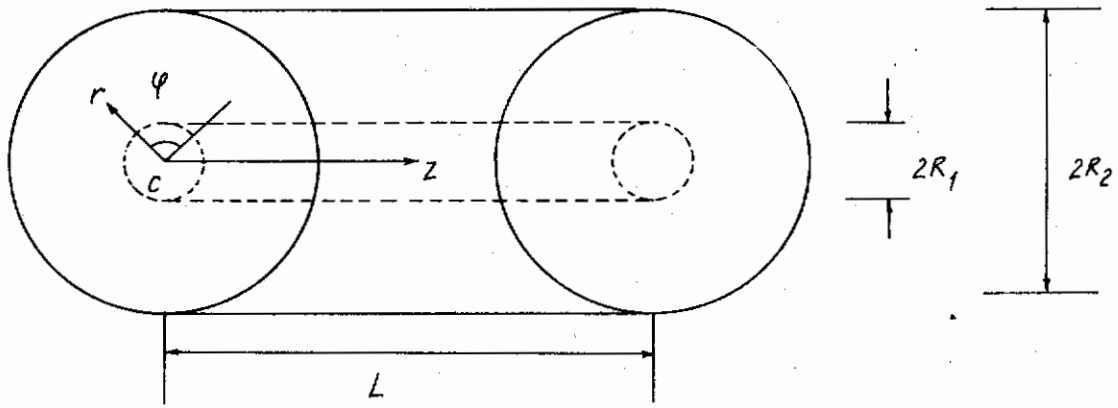
Cũng tương tự như trong hộp cộng hưởng chữ nhật, dao động riêng cơ bản trong hộp cộng hưởng trụ tròn là dạng dao động có bước sóng cộng hưởng λ_0 lớn nhất. Theo công thức (2.3.8) tùy theo tỷ số $\frac{L}{R}$ của hộp mà trong hộp cộng hưởng trụ tròn dạng dao động cơ bản có thể là dạng E hoặc dạng H. Cụ thể là khi $\frac{R}{L} > 2,03$ thì dạng H_{111} sẽ là dao động cơ bản trong hộp cộng hưởng trụ tròn, còn khi $\frac{R}{L} < 2,03$ thì

dạng dao động cơ bản trong hộp lại là dạng E_{010} . Các dạng dao động cơ bản trong hộp cộng hưởng trụ tròn không đóng vai trò quan trọng như dạng sóng cơ bản trong ống dẫn sóng. Trong thực tế do cấu trúc trường của một số dạng dao động riêng có chỉ số thấp (trong đó có một hoặc hai chỉ số là số không) khá đơn giản, nên người ta hay sử dụng chúng. Hộp cộng hưởng trụ tròn được dùng làm hộp tiếng vọng với độ phẩm chất cao hoặc làm tần kế cộng hưởng trong đo lường.

2.4. HỘP CỘNG HƯỞNG ĐỒNG TRỤC VÀ XUYÊN TÂM

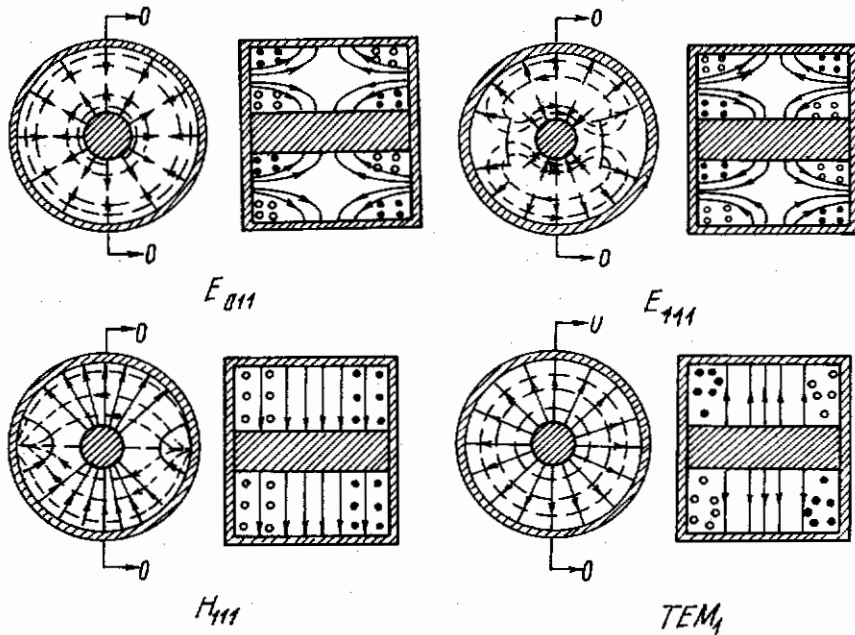
Hộp cộng hưởng đồng trục được tạo ra từ một đoạn ống dẫn sóng đồng trục được

bị kín hai đầu bởi thành kim loại làm ống dẫn sóng. Cũng tương tự như trường hợp của hộp cộng hưởng trụ tròn, ở đây ta sử dụng hệ tọa độ trụ rất thuận tiện. Trục Oz của hệ tọa độ trùng với trục của hộp cộng hưởng, còn gốc tọa độ O nằm ở tâm của một trong hai đáy của hộp. Hộp cộng hưởng đồng trục có chiều dài là L và bán kính lõi trong là R_1 , bán kính lõi ngoài là R_2 (hình 2.8).



HÌNH 2.8

Để tìm các biểu thức trường của các dạng dao động loại TEM_{np} , TM_{mnp} và TE_{mnp} trong hộp cộng hưởng đồng trục, ta tiến hành phương pháp đã làm với hộp cộng hưởng chữ nhật và trụ tròn. Tức là ta có thể áp dụng các kết quả về hàm phân bố của trường theo các tọa độ ngang r, φ trong ống dẫn sóng đồng trục cùng dạng tiết diện và hàm phân bố của trường theo tọa độ z trong hộp cộng hưởng chữ nhật. Ta có một số cấu trúc trường của một số dạng dao động với chỉ số thấp trong hộp cộng hưởng đồng trục vẽ ở hình 2.9.



HÌNH 2.9

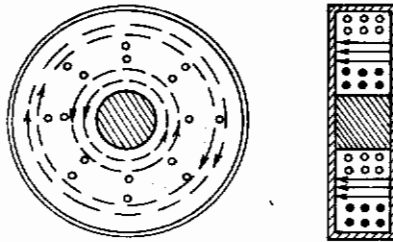
Dạng dao động cơ bản trong hộp cộng hưởng đồng trục khi $L > R_2 - R_1$ là dạng dao động TEM_1 . Nó có bước sóng cộng hưởng bằng:

$$\lambda_0 (TEM_1) = 2L \quad (2.4.1)$$

Đối với các dạng dao động TEM_p , $p = 1, 2, 3, \dots$ bước sóng cộng hưởng riêng được tính từ điều kiện cộng hưởng.:

$$\lambda_{op} = \frac{2L}{p} \quad (2.4.2)$$

Khi $R_2 - R_1 > L$ bước sóng cộng hưởng của dạng dao động riêng E_{010} trong hộp cộng hưởng đồng trục lại bằng $2(R_2 - R_1)$ và rõ ràng là lớn hơn bước sóng cộng hưởng của dạng TEM_1 , nên trong trường hợp này dạng dao động riêng E_{010} là dạng dao động cơ bản. Cấu trúc trường của nó được vẽ ở hình 2.10.



HÌNH 2.10

Trường của dạng dao động này có một số đặc điểm sau:

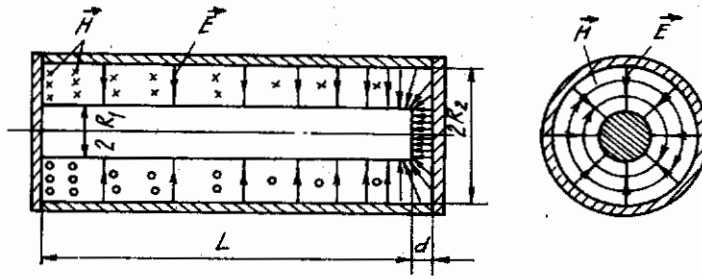
- Do $m = 0$, nên trường không phụ thuộc góc ϕ .
- Do $p = 0$, điện trường chỉ có thành phần dọc hướng theo trục z .
- Từ trường chỉ có thành phần ngang vĩ tuyến H_{ϕ} dạng các vòng tròn đồng tâm.
- Do $n = 1$ nên dọc theo bán kính r chỉ có một chu kỳ biến thiên của điện và từ trường.

Từ các đặc điểm trên của trường dạng E_{010} ta thấy nó có đặc tính ngang theo phương của bán kính hộp cộng hưởng. Hộp cộng hưởng đồng trục trong trường hợp này gọi là hộp cộng hưởng xuyên tâm.

§ 2.5. HỘP CỘNG HƯỞNG ĐỒNG TRỤC CÓ KHE

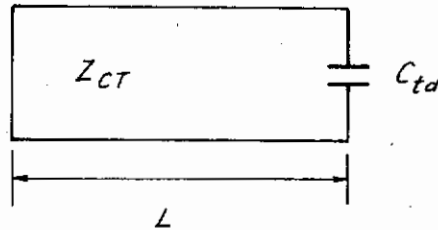
Hộp cộng hưởng đồng trục có khe được hình thành từ một đoạn ống dẫn sóng đồng trục, một đầu ngắn mạch, còn đầu kia giữa lõi trong và vách kim loại ngắn mạch bên ngoài để hở tạo thành một khe (hình 2.11). Hộp cộng hưởng đồng trục có khe thuộc loại hộp có hình dạng phức tạp. Cấu trúc trường của dạng dao động trong hộp cộng hưởng này có dạng vẽ ở hình 2.11.

Vùng khe hẹp của hộp hình thành một điện dung, trong vùng này tập trung điện trường, còn trong vùng còn lại trường có dạng loại TEM_p . Chiều dài của lõi giữa hộp đồng trục là L , bán kính lõi trong là R_1 , lõi ngoài là R_2 , độ rộng của khe là d .



HÌNH 2.11

Để tìm tần số hoặc bước sóng cộng hưởng của dạng dao động TEM_p trong hộp cộng hưởng này ta sử dụng sơ đồ tương đương của hộp vẽ ở hình 2.12.



HÌNH 2.12

Phần khe của hộp được coi như một điện dung của một tụ điện phẳng có giá trị:

$$C_{td} = \frac{\epsilon S}{d} = \frac{\epsilon \pi R_1^2}{d} \quad (2.5.1)$$

Phần đồng trục ngắn mạch một đầu được coi là một đoạn đường truyền có trở sóng đặc tính Z_{CT} , dài L ngắn mạch đầu cuối. Đầu hở mạch của đường truyền mắc với điện dung C_{td} .

Điều kiện cộng hưởng được cho bởi biểu thức là tổng điện nạp hay kháng thuần tại điểm mắc điện dung của mạch ở hình 2.12 bằng không.

$$\omega_o C_{td} - \frac{1}{Z_{CT}} \cot g \frac{\omega_o L}{C} = 0$$

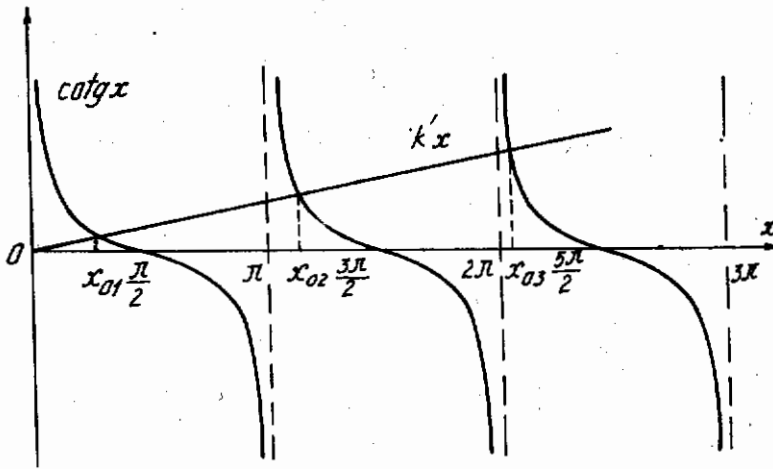
hay:
$$\cot g \left(\frac{\omega_o L}{C} + p\pi \right) = \omega_o Z_{CT} C_{td}$$

$$\cot g(x + p\pi) = k'x \quad (2.5.2)$$

ở đây:
$$x = \frac{\omega_o L}{C}, \quad k' = \frac{Z_{CT} C_{td}}{L} C$$

C là vận tốc ánh sáng trong chân không.

Giải phương trình (2.5.2) bằng phương pháp đồ thị (hình 2.13) ta được các nghiệm $x_{01}, x_{02} \dots$



HÌNH 2.13

$$0 < x_{01} < \frac{\pi}{2}, \pi < x_{02} < \frac{3\pi}{2}, \dots, \pi(p-1) < x_{0p} < (2p-1)\frac{\pi}{2}$$

Trở lại giá trị cho: $\lambda_0 = \frac{C}{f_0} = \frac{2\pi C}{\omega_0}$ ta được:

$$(p-1)\frac{\lambda_{0p}}{2} < L_{0p} < (2p-1)\frac{\lambda_{0p}}{4}, p = 1, 2, 3 \dots \quad (2.5.3)$$

Trong thực tế người ta hay dùng dạng dao động với chỉ số $p = 1$ để rút gọn kích thước của hộp cộng hưởng ở các dải sóng mét và dm. Nên từ (2.5.3) ta có:

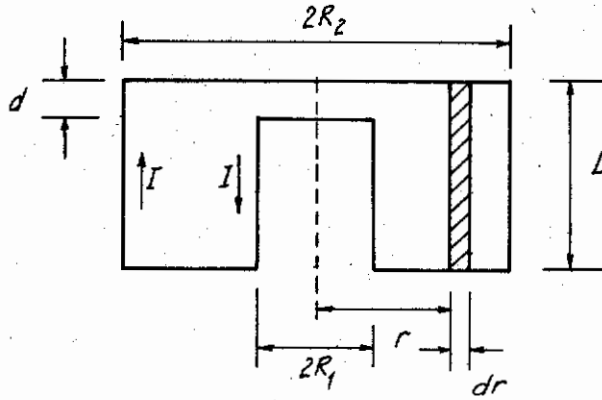
$$0 < L_{01} < \frac{\lambda_{01}}{4} \quad (2.5.4)$$

so sánh biểu thức (2.5.4) và biểu thức (2.4.1) ta thấy khi đưa một khe vào đã làm cho chiều dài L của hộp giảm đi một nửa. Tất nhiên do tồn tại khe hẹp nên dòng mặt tại đây có biên độ lớn gây tổn hao làm cho phẩm chất của hộp giảm đi.

Hộp cộng hưởng đồng trục có khe còn được gọi là hộp cộng hưởng đồng trục mắc tải điện dung. Nó được sử dụng làm mạch cộng hưởng trong tần kế hay mạch dao động trong các bộ dao động dải sóng dm và cuối sóng mét. Việc điều chỉnh cộng hưởng của hộp bằng cách thay đổi chiều dài L được tiến hành nhờ pittông ngắn mạch dịch chuyển.

§ 2.6. HỘP CỘNG HƯỞNG HÌNH XUYẾN

Hộp cộng hưởng hình xuyên có tiết diện dọc vẽ ở hình 2.14.



HÌNH 2.14

Trong các điều kiện: $R_2 \ll \frac{\lambda}{4}$, $L \ll \frac{\lambda}{4}$, $d \ll L$ (2.6.1)

sự biến thiên của điện trường và từ trường của dạng dao động trong hộp theo các tọa độ r , φ và z là không đáng kể. Trong điều kiện như vậy hộp cộng hưởng hình xuyên có dạng chuẩn dừng, tức có thể tách khá rõ rệt ra vùng điện và vùng từ. Vùng khe hẹp ở giữa xuyên với độ rộng của khe là d , tập trung chủ yếu đường sức điện trường tương đương với điện dung C_{td} . Vùng không gian xuyên hai bên tập trung chính đường sức từ trường tương đương như một điện cảm L_{td} . Hộp cộng hưởng hình xuyên có thể coi như là một mạch dao động tập trung với L_{td} và C_{td} . Do đó tần số cộng hưởng của mạch được tính theo công thức:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_{td} C_{td}}} \quad (2.6.2)$$

Nếu bỏ qua hiệu ứng bờ, thì điện dung C_{td} có thể tính là điện dung của tụ điện phẳng:

$$C_{td} = \frac{\epsilon S}{d} = \frac{\epsilon \pi R_1^2}{d} \quad (2.6.3)$$

Còn điện cảm của xuyên được tính theo công thức:

$$L_{td} = \frac{\Phi}{I}$$

Φ là từ thông đi qua xuyên, I là dòng điện chảy trên thành bên trong của hộp vùng xuyên. Theo định luật dòng toàn phần thì ta có thể viết:

$$I = 2\pi \cdot r \cdot H$$

H là cường độ từ trường trong xuyên tại điểm cách tâm hộp với bán kính r .

Từ thông đi qua một yếu tố của tiết diện xuyên có độ rộng là dr , dài là L (vùng gạch chéo ở hình 2.1 4) được tính:

$$d\Phi = BdS = \mu \frac{IL}{2\pi} \frac{dr}{r}$$

Từ thông qua cả tiết diện xuyên được tính:

$$\phi = \int_{R_1}^{R_2} d\phi = \frac{\mu IL}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

Thay giá trị của C_{td} và L_{td} vào (2.6.1) ta tính được tần số cộng hưởng của hộp:

$$\omega_o = \frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{2d}{\epsilon\mu L \ln \frac{R_2}{R_1}}} \quad (2.6.4)$$

hay bước sóng cộng hưởng của hộp:

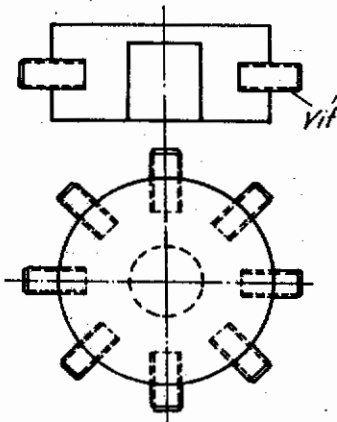
$$\lambda_o = \pi R_1 \sqrt{\frac{2L}{d} \ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (2.6.5)$$

Như phân tích C_{td} ta đã giả thiết bỏ qua hiệu ứng bờ, tuy nhiên muốn có giá trị chính xác hơn về ω_o hoặc λ_o ta phải bổ sung phần điện dung phụ ở bên trong xuyên. Lúc ấy ta phải thay vào trong công thức (2.6.2) giá trị của C_{td} bằng C'_{td} theo công thức sau:

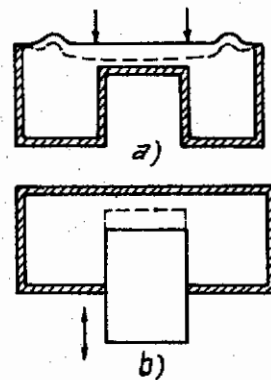
$$C'_{td} = C_{td} \left\{ 1 + \frac{4d}{\pi R_1} \ln \frac{\min(L, R_2 - R_1)}{d} \right\} \quad (2.6.6)$$

Khi viết $\min(L, R_2 - R_1)$ có nghĩa là cần lấy giá trị nhỏ nhất trong hai giá trị của L và hiệu $R_2 - R_1$. Việc điều chỉnh tần số hay bước sóng cộng hưởng của hộp cộng hưởng hình xuyên được thực hiện bằng hai phương pháp điện dung và điện cảm.

Phương pháp điều chỉnh cộng hưởng bằng điện cảm được tiến hành bằng các vít kim loại đưa ngang qua mặt trụ ngoài của hộp với chiều dài của các vít có thể thay đổi như ở hình 2.15. Khi các vít kim loại đi sâu vào vùng xuyên của hộp thì làm cho bước sóng cộng hưởng λ_o nhỏ đi hay tần số cộng hưởng ω_o tăng.



HÌNH 2.15



HÌNH 2.16

Phương pháp điều chỉnh cộng hưởng bằng điện dung là làm thay đổi độ rộng d của khe hộp. Người ta có hai cách làm thay đổi độ rộng d là chế tạo thành đáy trên

của hộp dưới dạng màng kim loại mỏng có thể làm biến dạng độ rộng d , hoặc có thể làm dịch chuyển hình trụ tạo thành lõi trong của xuyên cũng làm cho mặt dưới của khe nâng lên hạ xuống như ở trong hình 2.16.

Khi độ rộng d của khe nhỏ đi làm cho điện dung C_{td} tăng và do đó bước sóng cộng hưởng tăng.

Hộp cộng hưởng hình xuyên được sử dụng làm mạch dao động cộng hưởng cho đèn Klitstron trong mạch khuếch đại hay tạo dao động siêu cao tần.

2.7. HỘP CỘNG HƯỞNG MANHETRON

Trong đèn tạo dao động siêu cao tần công suất Manhetron có sử dụng hộp cộng hưởng Manhetron làm hệ dao động cộng hưởng. Hộp cộng hưởng Manhetron bao gồm có N (thường là chẵn) các hộp cộng hưởng như nhau dạng khe - lỗ ghép cách đều nhau tạo thành hệ kín (hình 2.17). Mỗi một hộp cộng hưởng dạng khe - lỗ (hình 2.18) gọi là một khâu Manhetron. Trường điện từ của dạng dao động sử dụng trong khâu Manhetron có đường sức điện trường tập trung ở vùng khe hẹp có độ rộng d , chiều dài L , độ sâu a , còn đường sức từ trường tập trung trong vùng lỗ hình trụ bán kính R chiều dài L . Hãy tính tần số hay bước sóng cộng hưởng của một khâu Manhetron. Do tính chất của trường trong khâu Manhetron ta có thể coi khâu tương đương như một mạch dao động LC có điện dung tương đương là vùng khe hẹp và điện cảm tương đương là không gian lỗ hình trụ. Do đó tần số cộng hưởng của khâu được tính theo công thức:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_{td}C_{td}}}$$

$C_{td} = \frac{\epsilon a L}{d}$ là điện dung của tụ điện phẳng của khe, còn điện cảm tương đương là:

$$L_{td} = \frac{\phi}{I}$$

ϕ là từ thông của từ trường H chảy qua tiết diện hình trụ $S_{\perp} = \pi R^2$, I là dòng điện chảy ở thành bên trong lỗ hình trụ. Từ trường H trong hình trụ có dạng như từ trường của ống dây dài vô hạn có dòng I chảy qua, nên nó có hướng dọc theo trục của hình trụ và có giá trị bằng nhau và bằng mật độ dòng điện nên:

$$H = \frac{I}{L}$$

Do đó:

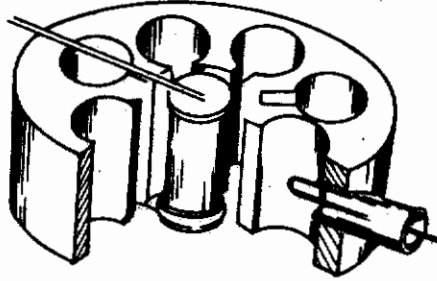
$$L_{td} = \frac{\int \mu H dS}{I} = \mu \frac{\pi R^2}{L}$$

Cuối cùng ta nhận được tần số cộng hưởng:

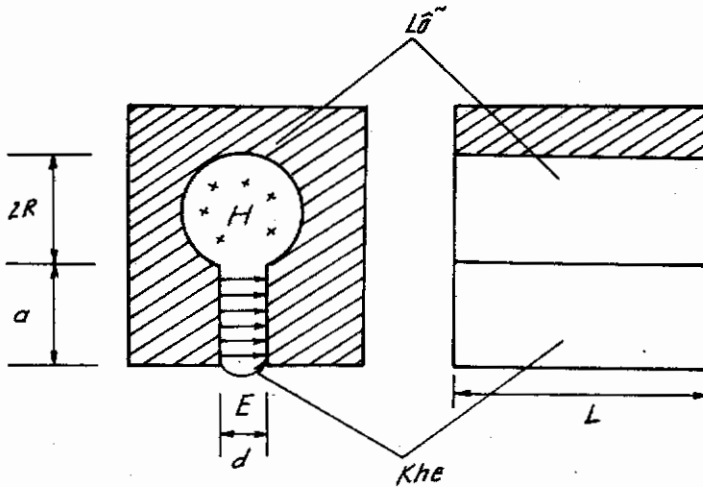
$$\omega_0 = \frac{1}{R\sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{\frac{d}{a\pi}} \quad (2.7.1)$$

hay bước sóng cộng hưởng của khâu Manhetron:

$$\lambda_0 = 2\pi R \sqrt{\frac{\pi a}{d}} \quad (2.7.2)$$



HÌNH 2.17



HÌNH 2.18

! 2.8. ĐỘ PHẨM CHẤT CỦA HỘP CỘNG HƯỞNG

a) Khái niệm chung

Độ phẩm chất của hộp cộng hưởng là một tham số cơ bản, nó đặc trưng cho khả năng duy trì các dao động tự do trong hộp, dải thông của hộp. Nếu hộp cộng hưởng được dùng làm mạch dao động cộng hưởng trong máy thu thì độ phẩm chất của nó đánh giá khả năng chọn lọc tần số của máy thu. Ta đã biết trong lý thuyết mạch, độ phẩm chất của một mạch có tham số tập trung mắc song song hay nối tiếp có dạng:

$$Q_{//} = \frac{\omega_0 C}{g} \quad (2.8.1)$$

$$Q_T = \frac{\omega_0 L}{r} \quad (2.8.2)$$

C và L là điện dung và điện cảm của mạch song song và nối tiếp, g là độ dẫn thuần song song và r là trở thuần nối tiếp của mạch, ω_0 là tần số cộng hưởng của mạch.

Đối với hộp cộng hưởng thì khái niệm C và L không có ý nghĩa vật lý, nên định nghĩa về độ phẩm chất của hộp cộng hưởng dựa vào hệ thức năng lượng sẽ tổng quát hơn. Điều này cũng đúng cho cả mạch với tham số tập trung.

Thật vậy, ta nhân cả tử số và mẫu số của (2.8.1) với thừa số $\frac{1}{2}U_m^2$ và của (2.8.2) với thừa số $\frac{1}{2}I_m^2$ và gọi năng lượng điện cực đại của điện dung C là W_E và năng lượng từ cực đại của điện cảm L là W_M . Công suất tiêu hao trên độ dẫn g và điện trở r là P_{th} . Ta có các biểu thức như sau:

$$\begin{aligned} W_E &= \frac{1}{2}CU_m^2, & W_M &= \frac{1}{2}LI_m^2 \\ P_{th} &= \frac{1}{2}gU_m^2, & P_{th} &= \frac{1}{2}rI_m^2 \end{aligned} \quad (2.8.3)$$

U_m, I_m là biên độ điện áp trên điện dung C và biên độ dòng điện trong điện cảm L.

Từ (2.8.1), (2.8.2) và (2.8.3) ta có biểu thức về độ phẩm chất chung cho cả mạch dao động tập trung nối tiếp hay song song dạng:

$$Q = \omega_0 \frac{W}{P_{th}} \quad (2.8.4)$$

W là năng lượng tích lũy trong mạch, nó bằng tổng điện năng và từ năng, bằng điện năng cực đại hay từ năng cực đại của mạch. Nếu đặt $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ vào trong (2.8.4) ta sẽ nhận được dạng khác của độ phẩm chất của mạch.

$$Q = 2\pi \frac{W}{W_{th}} \Big|_{\omega = \omega_0} \quad (2.8.5)$$

$W_{th} = P_{th}T$ là năng lượng tiêu hao trong một chu kỳ dao động T của mạch.

Độ phẩm chất của mạch cộng hưởng đối với một dạng dao động riêng được xác định bởi biểu thức (2.8.4) hoặc (2.8.5). Ở đây W là năng lượng của trường điện từ tích lũy trong hộp. W_{th} là năng lượng điện từ tiêu hao trong hộp sau một chu kỳ của trường. P_{th} là công suất tiêu hao của trường trong hộp, ω_0 là tần số cộng hưởng của dạng dao động. Vì trong hộp cộng hưởng, tồn tại vô số các dạng dao động riêng, mỗi dạng có cấu trúc trường riêng nên có năng lượng tích lũy, năng lượng tiêu hao hay công suất tiêu hao riêng, do đó hộp cộng hưởng cũng có vô số độ phẩm chất. Từ nay về sau khi xét độ phẩm chất của hộp cộng hưởng ta ngầm hiểu là chỉ cho một dạng dao động riêng không suy biến tồn tại trong hộp.

Khi trong hộp có các dạng dao động suy biến thì do tiêu hao tính trong các biểu thức (2.8.4) và (2.8.5) không phải chỉ do một dạng dao động gây nên mà có sự tham gia của dạng dao động suy biến, do đó việc xác định độ phẩm chất của hộp không còn ý nghĩa nữa.

b) Các loại độ phẩm chất

Tiêu hao năng lượng của trường điện từ trong hộp cộng hưởng do các nguyên nhân sau: tiêu hao trên bề mặt bên trong của hộp do hiệu ứng bề mặt, tiêu hao trong chất điện môi chứa trong hộp, tiêu hao do ghép với tải bên ngoài của hộp. Nên ta có thể viết:

$$P_{th} = P_{thkl} + P_{thdm} + P_{tht} \quad (2.8.6)$$

Và ta viết (2.8.4) dưới dạng sau:

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{P_{th}}{\omega_0 W} = \frac{1}{Q_{kl}} + \frac{1}{Q_{dm}} + \frac{1}{Q_{ng}} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_{ng}} \quad (2.8.7)$$

Ta đưa vào các loại độ phẩm chất sau của hộp:

$$Q_{kl} = \omega_0 \frac{W}{P_{thkl}} \quad (2.8.8)$$

là độ phẩm chất của hộp khi chỉ tính đến tiêu hao do hiệu ứng bề mặt trong hộp.

$$Q_{dm} = \omega_0 \frac{W}{P_{thdm}} \quad (2.8.9)$$

là độ phẩm chất của hộp khi chỉ tính đến tiêu hao trong chất điện môi chứa trong hộp.

$$Q_{ng} = \omega_0 \frac{W}{P_{tht}} \quad (2.8.10)$$

là độ phẩm chất ngoài khi chỉ tính đến tiêu hao do ghép tải ở ngoài hộp. Trong trường hợp chung thì độ phẩm chất của hộp cộng hưởng là độ phẩm chất tải Q_t .

Q_o được gọi là độ phẩm chất không tải hay độ phẩm chất riêng của hộp. Nó chỉ liên quan đến tiêu hao xảy ra trong bản thân hộp mà không tính đến ảnh hưởng của tải.

Ta có:

$$\frac{1}{Q_o} = \frac{1}{Q_{kl}} + \frac{1}{Q_{dm}} \quad (2.8.11)$$

Để chỉ mức độ liên kết giữa hộp cộng hưởng và tải bên ngoài, người ta còn đưa vào khái niệm hiệu suất của hộp cộng hưởng và ký hiệu bởi chữ η_h được xác định bởi biểu thức sau:

$$\eta_h = \frac{P_{tht}}{P_{th}} \quad (2.8.12)$$

Từ (2.8.7), (2.8.10) và (2.8.12) ta tính được:

$$\eta_h = \frac{Q_t}{Q_{ng}} = \frac{Q_o}{Q_o + Q_{ng}} = 1 - \frac{Q_t}{Q_o} \quad (2.8.13)$$

khi $Q_o = Q_{ng}$ ta có sự ghép giữa hộp cộng hưởng và tải ở chế độ tới hạn. Khi $Q_{ng} < Q_o$ ta có chế độ ghép chặt, ngược lại chế độ ghép lỏng ứng với trường hợp $Q_{ng} > Q_o$.

c) Xác định Q_{kl} , Q_{dm} , Q_o và Q_t

- Ta có thể tính được biểu thức của Q_{kl} khi biết biểu thức các thành phần trường điện từ của dạng dao động đã cho theo công thức (2.8.8).

Năng lượng tích lũy của trường điện từ W có thể tính qua điện năng cực đại hay từ năng cực đại (ta tính qua từ năng cực đại). Do đó ta có thể viết:

$$W = W_M = \frac{1}{2} \int_V \mu |H_m|^2 dV \quad (2.8.14)$$

Còn công suất tiêu hao do hiệu ứng bề mặt trong hộp được tính theo biểu thức [12], [15].

$$P_{th} = \frac{1}{2} R_s \int_{S_h} |H_t|^2 dS \quad (2.8.15)$$

H_m là biên độ của từ trường H trong hộp cộng hưởng, H_t là thành phần tiếp tuyến của trường tại thành bên trong hộp cộng hưởng.

còn $R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_{kl}}{2\sigma_{kl}}}$ (2.8.16)

là điện trở mặt riêng của kim loại làm thành hộp cộng hưởng.

Từ (2.8.8), (2.8.14) và (2.8.15) ta nhận được độ phẩm chất Q_{kl} :

$$Q_{kl} = \frac{\omega_o \mu \int_V |H_m|^2 dV}{R_s \int_{S_h} |H_t|^2 dS} = \frac{2\mu \int_V |H_m|^2 dV}{\delta \mu_{kl} \int_{S_h} |H_t|^2 dS} \quad (2.8.17)$$

$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega_o \mu_{kl} \sigma_{kl}}}$ là độ sâu thâm nhập của trường (hay là độ sâu của lớp skin),

μ_{kl} , σ_{kl} là độ từ thẩm và độ dẫn riêng của kim loại thành hộp, μ là độ từ thẩm của điện môi chứa trong hộp, S_h là diện tích thành hộp.

Việc tính chính xác Q_{kl} theo (2.8.17) nói chung là khó, vì trong trường hợp chung dạng hộp cộng hưởng rất phức tạp và khó tìm được nghiệm của phương trình sóng qua biểu thức giải tích. Tuy nhiên ta có thể đánh giá sơ bộ giá trị của Q_{kl} như sau: khi áp dụng kết quả của định lý trung bình ta có thể viết:

$$\int_V |H_m|^2 dV \approx H_{m\text{tb}}^2 \cdot V \quad (2.8.18)$$

$$\int_{S_h} |H_t|^2 dS \approx H_{t\text{tb}}^2 \cdot S_h \quad (2.8.19)$$

Đối với kim loại làm hộp cộng hưởng thường có $\mu_{kl} \approx \mu_o$ và điện môi trong hộp cũng có $\mu \approx \mu_o$. Ở đây $H_{m\text{tb}}$ và $H_{t\text{tb}}$ là giá trị trung bình của biên độ từ trường và thành phần tiếp tuyến của nó ở trong hộp và trên thành hộp. Lúc ấy biểu thức (2.8.17) có dạng:

$$Q_{kl} = k \frac{V}{S \delta} \quad (2.8.20)$$

$$k = \frac{2H_{m\text{tb}}^2}{H_{t\text{tb}}^2} \quad (2.8.21)$$

Từ biểu thức (2.8.20) ta nhận xét như sau: Q_{kl} phụ thuộc vào tỷ số của thể tích và diện tích mặt hộp $\frac{V}{S}$, phụ thuộc vào dạng dao động riêng trong hộp và tỷ lệ nghịch với độ thấm sâu của trường δ . Thông thường ở dải sóng cm thì tỷ số $\frac{V}{S_h}$ cỡ

bước sóng, hệ số k cỡ đơn vị, còn độ thấm sâu δ cỡ một phần của μm (10^{-6}m) nên độ phẩm chất Q_{kl} có giá trị cỡ $10^3 + 10^4$, lớn gấp nhiều lần độ phẩm chất của khung dao động tập trung. Muốn cho Q_{kl} của hộp lớn ta phải chọn dạng hộp và dạng dao động trong nó thích hợp và đặc biệt giảm trở mặt riêng R_s của nó bằng cách chọn kim loại có độ dẫn điện cao làm thành hộp và gia công mặt bên trong hộp cho thật nhẵn. Hộp cộng hưởng tiếng vọng ở dải sóng cm dùng trong đài Rada đạt được Q_0 cỡ hàng trăm nghìn. Nếu trong hộp cộng hưởng chứa dây chất điện môi có độ dẫn σ_{dm} , thì công suất tiêu hao trong nó được tính theo công thức từ lý thuyết trường bởi hiệu ứng Junlenxơ:

$$P_{thdm} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \cdot dV = \frac{1}{2} \sigma_{dm} \int_V |\mathbf{E}_m|^2 dV$$

Năng lượng của trường tích lũy trong hộp bằng năng lượng điện trường cực đại trong nó và được tính theo công thức:

$$W = W_E = \frac{1}{2} \epsilon_{dm} \int_V |\mathbf{E}_m|^2 dV$$

E_m là biên độ điện trường trong hộp, ϵ_{dm} là độ điện thẩm của điện môi chứa bên trong hộp. Theo biểu thức (2.8.9) ta nhận được:

$$Q_{dm} = \frac{\omega_0 \epsilon_{dm}}{\sigma_{dm}} = \frac{1}{\text{tg} \delta_e} \quad (2.8.22)$$

Từ biểu thức (2.8.22) cho ta kết quả là độ phẩm chất Q_{dm} của hộp chỉ do tính chất của bản thân chất điện môi chứa bên trong hộp quyết định, không phụ thuộc vào dạng của hộp.

- Từ các biểu thức (2.8.11), (2.8.17) và (2.8.22) ta xác định được độ phẩm chất riêng Q_0 của hộp.

- Việc tính biểu thức Q_{ng} liên quan đến bài toán kích thích hay ghép của trường và phụ thuộc vào dạng của hộp và phần tử kích thích hay ghép. Đây là bài toán rất phức tạp, nằm ngoài khuôn khổ của cuốn sách này. Các độc giả có thể nghiên cứu vấn đề này trong các tài liệu chuyên đề [12], [16]. Bây giờ ta xác định Q_t : do khó khăn của việc tính Q_{ng} , nên tính Q_t theo biểu thức (2.8.7) là không nên. Phương pháp thuận tiện hơn để xác định Q_t của hộp cộng hưởng là qua đo đạc bằng thực nghiệm dựa trên mối quan hệ giữa Q_t với hằng số thời gian τ của dao động tự do trong hộp và độ rộng dải thông $2\Delta\omega$ (hoặc $2\Delta f$) của hộp trong chế độ cưỡng bức.

Nếu ta kích thích hộp cộng hưởng bằng một xung đơn, thì trong hộp có dao động tự do với tần số cộng hưởng ω_0 , nhưng do có tiêu hao nên dao động tự do tắt dần. Năng lượng tích lũy của nó suy giảm theo hàm mũ. Từ đó ta có biểu thức:

$$\frac{dW}{dt} = -P_{th} = -\omega_o \frac{W}{Q_t}$$

dấu (-) là chỉ sự giảm năng lượng của dao động tự do trong hộp.

. Từ phương trình vi phân trên ta tìm được quy luật giảm của năng lượng W.

$$W = W_o \cdot e^{-\frac{\omega_o t}{Q_t}} \quad (2.8.23)$$

W_o là năng lượng ban đầu của dao động trong hộp. Vì biên độ trường tỷ lệ với căn bậc hai của năng lượng nên ta có thể viết:

$$E_m = E_{mo} e^{-\frac{\omega_o t}{2Q_t}} = E_{mo} e^{-\tau} \quad (2.8.24)$$

$$\tau = \frac{2Q_t}{\omega_o} \quad (2.8.25)$$

τ là hằng số thời gian của dao động tự do trong hộp. Nếu ta cho $t = \tau$ thì từ (2.8.24) được:

$$E_m = E_{mo} \cdot e^{-1} \quad \text{hay} \quad \frac{E_{mo}}{E_m} = e$$

tức sau khoảng thời gian bằng hằng số τ thì biên độ trường của dao động tự do trong hộp giảm đi e lần so với giá trị ban đầu E_{mo} . Nếu ta đo được τ thì từ (2.8.25) xác định được Q_t của hộp. Bây giờ ta tìm mối quan hệ giữa Q_t và dải thông của hộp: ứng với mỗi dạng dao động riêng, hộp cộng hưởng trong chế độ dao động cưỡng bức ở vùng tần số xung quanh tần số cộng hưởng, đường cong cộng hưởng của hộp có dạng tương tự như dạng của mạch dao động LC tập trung. Cụ thể ta có thể tìm được dạng đường cong cộng hưởng của hộp [16] như sau:

$$E_m = \frac{E_{mo}}{\sqrt{1 + \left(2Q_t \frac{\omega - \omega_o}{\omega_o}\right)^2}} \quad (2.8.26)$$

E_{mo} là biên độ của trường ở tần số cộng hưởng. Nếu gọi các tần số ω_1, ω_2 là giới hạn của dải thông của hộp mà tại đây biên độ trường giảm đi $0,707$ hay $\frac{1}{\sqrt{2}}$ so với giá trị cực đại E_{mo} thì ta có:

$$\frac{E_m(\omega_1, \omega_2)}{E_{mo}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2Q_t \frac{\omega_1 - \omega_o}{\omega_o}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

tức là: $2Q_t \frac{\Delta\omega}{\omega_o} = 1$ và suy ra:

$$Q_t = \frac{\omega_o}{2\Delta\omega} = \frac{f_o}{2\Delta f} \quad (2.8.27)$$

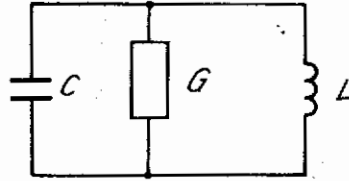
$2\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1, 2\Delta f = f_2 - f_1$ là dải thông của hộp cộng hưởng.

Từ (2.8.27) ta có thể xác định được độ phẩm chất tải Q_t của hộp nếu đo được dải thông của nó.

c) Biểu diễn sơ đồ tương đương của hộp cộng hưởng

Khi nghiên cứu các mạch có sử dụng hộp cộng hưởng như trong mạch dao động của máy phát, máy thu, thiết bị đo, các bộ lọc siêu cao, việc biểu diễn hộp cộng hưởng qua sơ đồ tương đương rất là tiện lợi. Khi hộp cộng hưởng công tác với một dạng dao động riêng không suy biến và khi các tần số cộng hưởng của các dạng dao động riêng lân cận khác cách tần số cộng hưởng của dạng dao động công tác một khoảng không nhỏ hơn một nửa độ rộng dải thông của hộp ứng với dạng dao động công tác, thì ta có thể biểu diễn hộp cộng hưởng dưới dạng sơ đồ tương đương như một mạch dao động tập trung mắc song song như hình 2.19.

HÌNH 2.19



Dẫn nạp của hộp sẽ là:

$$Y = G + iB = G + i\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \quad (2.8.28)$$

$$\text{Độ dẫn } G = G_h + G_t \quad (2.8.29)$$

Trong đó G_h là độ dẫn của bản thân hộp và G_t là độ dẫn phản ảnh từ tải qua phân tử ghép vào hộp, còn C và L là điện dung và điện cảm của hộp khi có phản ảnh của tải vào hộp. Vì ở siêu cao tần ta có thể đo đạc được độ dẫn G và điện nạp B của hộp, nên ta có thể tính được độ phẩm chất Q_t và Q_o của hộp.

Ta biết điện nạp B của hộp có dạng:

$$B = \omega C \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right) = \frac{C}{\omega} (\omega - \omega_o) (\omega + \omega_o)$$

ở gần tần số cộng hưởng ta có thể coi $\omega + \omega_o \approx 2\omega_o$ nên có:

$$B \Big|_{\omega \approx \omega_o} = 2C(\omega - \omega_o) = 2C\Delta\omega$$

Từ đó ta tìm được:

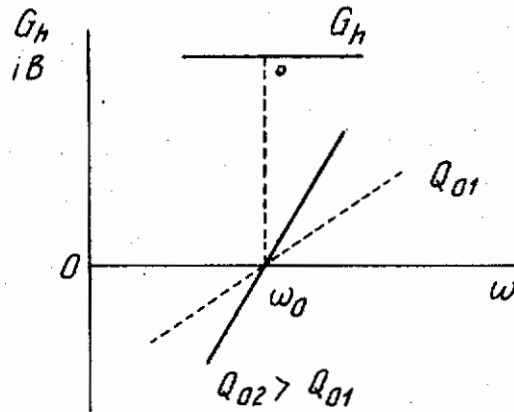
$$C = \frac{1}{2} \frac{dB}{d\omega} \Big|_{\omega \approx \omega_o}$$

Từ biểu thức (2.8.1) ta có công thức xác định độ phẩm chất Q_t và Q_o của hộp cộng hưởng

$$Q_t = \frac{\omega_o}{2(G_h + G_t)} \left(\frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega \approx \omega_o} \quad (2.8.30)$$

$$Q_o = \frac{\omega_o}{2G_h} \left(\frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega \approx \omega_o} \quad (2.8.31)$$

Đồ thị sự biến đổi của G_H và B của hộp qua xác định bằng thực nghiệm có dạng vẽ ở hình 2.20.



HÌNH 2.20

Từ đồ thị trên ta có kết luận:

- Điện dẫn của bản thân hộp cộng hưởng G_H xung quanh tần số cộng hưởng ω_0 không thay đổi.

- Điện nạp B của hộp phụ thuộc tuyến tính vào tần số và có độ dốc càng lớn khi độ phẩm chất Q_0 của hộp lớn, đạo hàm $\frac{dB}{d\omega} > 0$.

- Điện nạp B của hộp sẽ đổi dấu khi qua tần số cộng hưởng ω_0 .

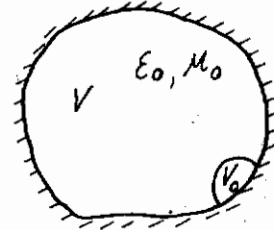
Dựa trên các kết luận qua đo đạc bằng thực nghiệm, ta có thể đánh giá được việc biểu diễn hộp cộng hưởng qua sơ đồ tương đương với mạch cộng hưởng song song có chính xác hay không.

1 2.9. ĐIỀU CHỈNH TẦN SỐ CỘNG HƯỞNG CỦA HỘP CỘNG HƯỞNG

Chúng ta đều biết rằng tần số cộng hưởng có liên quan đến kích thước của hộp cộng hưởng qua biểu thức của điều kiện cộng hưởng. Do vậy khi thay đổi kích thước của hộp ta nhận được các giá trị khác nhau của tần số cộng hưởng hay bước sóng cộng hưởng, điều này hay được thực hiện bởi pittông dịch chuyển được. Tuy nhiên trong một số trường hợp chỉ cần điều chỉnh tần số cộng hưởng của một dạng dao động đã cho trong hộp ở phạm vi nhỏ, mà cấu trúc của hộp đã phức tạp và giảm tiêu hao do có dòng mặt ở chỗ tiếp xúc của pittông với thành hộp, người ta không dùng pittông dịch chuyển mà áp dụng phương pháp nhiễu loạn nhỏ. Việc điều chỉnh tần số cộng hưởng của hộp theo phương pháp này được thực hiện bằng cách đưa vào bên trong hộp một vật thể có kích thước nhỏ nhiều so với thể tích của hộp. Vật thể đưa vào trong hộp có thể là điện môi, ferit hay kim loại dẫn điện lý tưởng $\sigma_{kl} = \infty$. Phương pháp điều chỉnh cộng hưởng này cho phép ta khắc phục được các nhược điểm khi chế tạo hộp không chính xác và bù được một số sai sót do bất đồng nhất gây ra làm ảnh hưởng đến điều kiện cộng hưởng và cách thực hiện khá đơn giản. Vì

thể tích của vật thể đưa vào rất nhỏ so với thể tích của hộp nên nó không gây ra méo đáng kể đến cấu trúc trường của dạng dao động trong hộp, từ đó ta coi vật thể đưa vào như một nhiễu loạn nhỏ. Lý thuyết về điều chỉnh tần số cộng hưởng của hộp bằng phương pháp nhiễu loạn nhỏ được trình bày trong các tài liệu tham khảo [12], [15]. Ở đây ta chỉ áp dụng kết quả của nó cho hộp cộng hưởng cần điều chỉnh.

Giả sử ta có hộp cộng hưởng dạng tùy ý có thể tích V , bên trong chứa không khí với hằng số ϵ_0, μ_0 đang làm việc với một dạng dao động nào đó ở tần số ω . Bây giờ ta đưa vào trong hộp một vật thể nhỏ có thể tích là V_0 với hằng số ϵ, μ, σ (xem hình 2.21).



HÌNH 2.21

Theo kết quả của phương pháp nhiễu loạn nhỏ thì sự thay đổi tần số tương đối trong hộp được xác định bởi biểu thức sau:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta W_H - \Delta W_E}{2W(V)} \quad (2.9.1)$$

$$\text{Ở đây: } W(V) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V E^2 dV = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V H^2 dV$$

là năng lượng tích lũy cực đại của điện trường hoặc từ trường trong hộp cộng hưởng không nhiễu loạn (chưa đưa vật thể vào).

- Trong trường hợp vật thể đưa vào là kim loại ($\sigma_{kl} = \infty$) thì:

$$\begin{aligned} \Delta W_E &= W_E(V_0) \\ \Delta W_H &= W_H(V_0) \end{aligned} \quad (2.9.2)$$

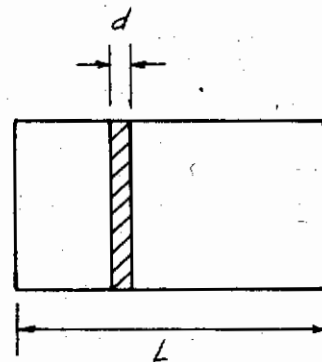
$W_E(V_0), W_H(V_0)$ là điện năng và từ năng cực đại trong thể tích V_0 đã có trước đây của hộp khi chưa đưa vật thể vào.

- Còn nếu vật thể đưa vào hộp cộng hưởng là điện môi hay ferít thì:

$$\begin{aligned} \Delta W_E &= \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0} W_E(V_0) \\ \Delta W_H &= -\frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} W_H(V_0) \end{aligned} \quad (2.9.3)$$

Để làm rõ ứng dụng của phương pháp điều chỉnh trên ta xét ví dụ sau:

Ta có hộp cộng hưởng hình trụ tròn công tác với dạng dao động H_{mnp} . Ta đưa vào trong hộp một đĩa mỏng điện môi có độ dày $d \ll \lambda$ vào vị trí bụng của điện trường trong hộp (hình 2.22). Đĩa này không làm méo cấu trúc trường của dạng dao động và trường trong đĩa coi như đồng nhất.



HÌNH 2.22

Từ biểu thức trường của dạng dao động H_{mnp} trong hộp cộng hưởng trụ tròn (2.3.6) ta tìm được:

$$W(V) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_{S_1} \int_0^L E_q^2(r, \varphi) \sin^2\left(\frac{p\pi}{L} z\right) dz dS$$

$$= \frac{1}{4} \epsilon_0 L \int_{S_1} E_q^2(r, \varphi) dS$$

ở đây: $E_q^2(r, \varphi) = E_r^2(r, \varphi) + E_\varphi^2(r, \varphi)$.

và:

$$\Delta W_E = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0} \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_{S_1} \int_0^d E_q^2(r, \varphi) dz dS$$

$$= \frac{\epsilon - \epsilon_0}{2} d \int_{S_1} E_q^2(r, \varphi) dS$$

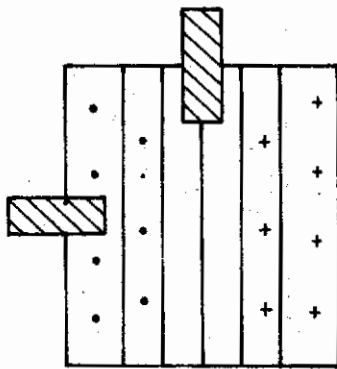
S_1 là tiết diện ngang của hộp.

Áp dụng công thức (2.9.1) ta nhận được:

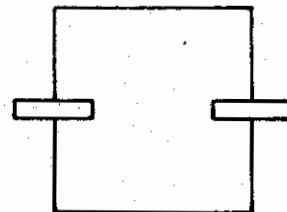
$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{d}{L} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right) \quad (2.9.4)$$

Nghĩa là khi đưa đĩa điện môi vào trong hộp, tần số cộng hưởng giảm đi.

Ta xét một trường hợp khác. Một hộp cộng hưởng trụ tròn công tác với dạng dao động E_{010} (xem hình 2.6) được điều chỉnh tần số cộng hưởng bằng hai thanh kim loại đưa vào hộp: một thanh đưa vào dọc theo trục hộp tại tâm của mặt đáy, một thanh đưa vuông góc với thành bên của hộp như hình (2.23).



HÌNH 2.23



HÌNH 2.24

Khi dùng thanh kim loại dọc điều chỉnh thì do tại vùng của thanh từ trường bằng không nên $\Delta W_H = 0$, còn $\Delta W_E \neq 0$, nên theo (2.9.1) thì tần số cộng hưởng của hộp giảm. Nếu dùng thanh kim loại ngang điều chỉnh thì ban đầu tần số cộng

hưởng tăng vì ở gần mặt xung quanh điện trường bằng không nên $\Delta W_E = 0$, còn $\Delta W_H \neq 0$. Sau đó khi thanh đưa sâu vào trong hộp đến vùng điện trường tăng, từ trường giảm nên tần số giảm dần cho đến giá trị ban đầu.

Đối với hộp cộng hưởng hình xuyên đã khảo sát ở mục § 2.6, khi dùng các vít kim loại điều chỉnh ở vùng lòng xuyên (xem hình 2.15) với điện trường bằng không, nên tần số cộng hưởng tăng, còn nếu dùng hình trụ kim loại đưa vào giữa vùng khe hẹp (xem hình 2.16) nơi từ trường bằng không thì tần số cộng hưởng của hộp giảm.

Người ta cũng dùng phương pháp điều chỉnh này để tách các dạng dao động suy biến trong hộp cộng hưởng làm cho tần số cộng hưởng của chúng lệch xa nhau. Chẳng hạn như để tách hai dạng dao động suy biến E_{111} và H_{011} trong hộp cộng hưởng hình trụ (xem hình 2.6 và 2.7) ta đưa vào các thanh kim loại vuông góc với thành bên của hộp tại vùng giữa chiều dài của nó (hình 2.24), lúc này tần số cộng hưởng của dạng dao động E_{111} sẽ giảm, còn của dạng H_{011} sẽ tăng.

§ 2.10. KÍCH THÍCH VÀ GHÉP NĂNG LƯỢNG TRONG ỐNG DẪN SÓNG VÀ HỘP CỘNG HƯỞNG

Trong chương I và II ta xét các dạng trường điện từ tồn tại trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng cùng các tính chất quan trọng của chúng. Tuy nhiên xuất hiện một vấn đề là các dạng trường trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng được tạo ra như thế nào và cần dẫn năng lượng từ chúng ra mạch ngoài ra sao? Mục này ta sẽ đề cập đến vấn đề nêu trên. Các phần tử dùng để tạo ra dạng trường mong muốn trong ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng được gọi là phần tử kích thích. Ngược lại các phần tử dùng để ghép năng lượng của dạng trường đã cho ra mạch ngoài gọi là phần tử liên kết hay phần tử ghép.

Theo nguyên lý tương hỗ trong lý thuyết trường điện từ [15] thì chúng ta nhận thấy nguyên tắc công tác của các phần tử kích thích và các phần tử ghép là tương tự nhau. Tức là cùng một phần tử có thể làm chức năng của phần tử kích thích và ngược lại cũng có thể làm chức năng của phần tử ghép tùy theo nhiệm vụ là cần kích thích trường trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng hay muốn dẫn năng lượng từ chúng ra ngoài. Do vậy sau đây ta chỉ xét cho trường hợp của các phần tử kích thích.

Bài toán kích thích trường trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng là bài toán tìm trường điện từ trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng của nguồn đã cho với phân bố dòng đã biết trong phần tử kích thích. Đây là bài toán rất phức tạp, muốn tìm nghiệm của nó người ta dùng phương pháp sau: ta biểu diễn trường cần tìm trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng dưới dạng tổ hợp của các dạng trường đơn vị trong ống dẫn sóng và tổ hợp các dao động riêng trong hộp cộng hưởng với các hệ số khai triển cần tìm. Yêu cầu đặt ra là trường phải tìm tại vị trí đặt phần tử kích thích trùng với trường của nó có phân bố dòng đã cho. Khi đánh bằng các hệ số khai triển của chúng, ta tìm được kết quả của bài toán. Việc tính toán

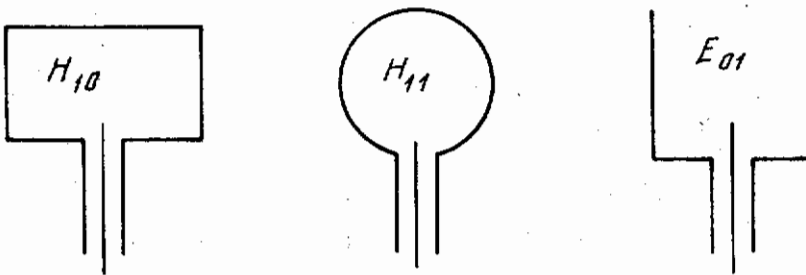
định lượng bài toán này sẽ dẫn đến việc xây dựng các sơ đồ tương đương thay thế của các phần tử kích thích. Chúng được trình bày trong các tài liệu [12], [16].

Sau đây ta chỉ trình bày nguyên tắc công tác theo quan điểm định tính của các phần tử kích thích trường trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng.

Theo lý thuyết trường điện từ, các phần tử kích thích trường chính là các bức xạ nguyên tố. Chúng có dạng là các lưỡng cực điện, lưỡng cực từ hoặc tổ hợp của cả hai dạng trên. Do vậy các phần tử kích thích trường trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng cũng gồm ba loại: loại điện, loại từ và loại nhiễu xạ. Nguyên tắc tạo trường của chúng tuân theo nguyên tắc của các bức xạ nguyên tố.

a) Phần tử kích thích dạng điện

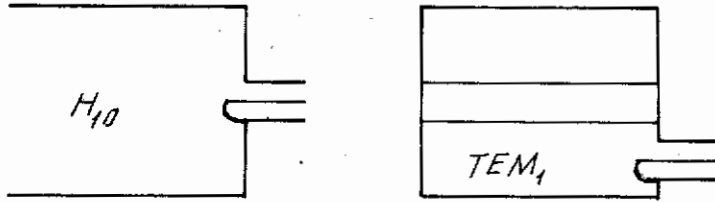
Phần tử kích thích dạng điện được thực hiện bằng các que dò hay thăm kim loại mảnh đưa vào bên trong ống dẫn sóng hoặc hộp cộng hưởng. Muốn tạo ra dạng trường đơn vị hoặc dạng dao động riêng mong đợi ta phải đặt que dò hay que thăm ở vị trí mà điện trường của trường đơn vị hay dạng dao động riêng là cực đại và phương của dò hay thăm phải song song với đường sức của điện trường. Phần tử kích thích loại điện này thường là phần kéo dài của lõi giữa ống sóng đồng trục hay cáp đồng trục đưa vào bên trong ống dẫn sóng có chiều dài xác định, còn lõi ngoài của ống đồng trục nối với thành ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng. Trên hình 2.25 cho ta cách kích thích trường dạng H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật, trường H_{11} và E_{01} trong ống dẫn sóng tròn.



HÌNH 2.25

b) Phần tử kích thích dạng từ

Phần tử kích thích dạng từ được thực hiện dưới dạng vòng dây dẫn mảnh có diện tích nhỏ (lưỡng cực từ) được đưa vào trong ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng. Muốn tạo ra dạng trường đơn vị hoặc dạng dao động riêng mong muốn, ta đặt vòng dây kích thích dẫn năng lượng siêu cao tần từ nguồn ngoài vào trong ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng tại vị trí từ trường của dạng trường đơn vị hay dạng dao động riêng là cực đại và mặt phẳng vòng dây vuông góc với đường sức từ trường của chúng. Hình 2.26 vẽ cách kích thích trường cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật và dạng dao động TEM_1 trong hộp cộng hưởng đồng trục.

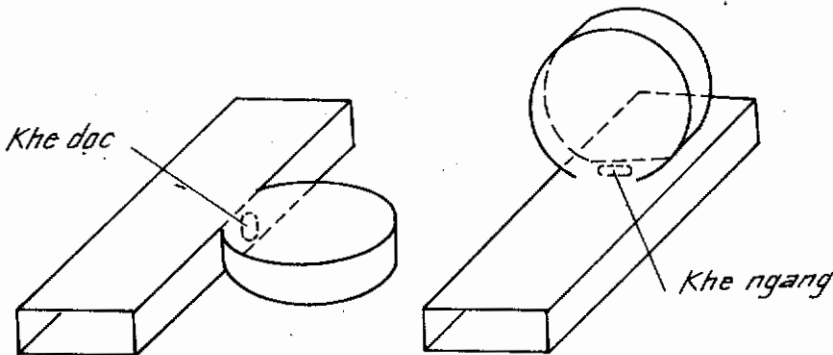


HÌNH 2.26

c) Phân tử kích thích dạng nhiễu xạ

Phân tử kích thích dạng nhiễu xạ được thực hiện bởi xẻ các khe hẹp hay lỗ nhỏ trên thành ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng. Vì trên thành bên trong của ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng ứng với một dạng trường đơn vị hay dạng dao động riêng đã cho có phân bố dòng điện mặt xác định. Việc xẻ các khe hay lỗ trên thành ống dẫn sóng hay hộp cộng hưởng sẽ làm biến dạng phân bố của dòng điện mặt và thành phần tiếp tuyến của từ trường tại đây và khe hoặc lỗ trở thành nguồn bức xạ thứ cấp tương đương như một lưỡng cực từ hoặc tổ hợp của cả lưỡng cực điện và từ tùy theo vị trí và hình dạng của lỗ hay khe. Kích thích dạng nhiễu xạ rất thích hợp khi ghép nối giữa các ống dẫn sóng với nhau hoặc giữa ống dẫn sóng và hộp cộng hưởng. Để tạo ra dạng trường đơn vị hay dạng dao động riêng mong muốn trong ống dẫn sóng và trong hộp cộng hưởng, ta cần xẻ khe hẹp hay lỗ nhỏ ở chỗ trên thành có dòng điện mặt của trường đã cho cực đại và cắt ngang dòng mặt này hoặc ở chỗ có thành phần tiếp tuyến của từ trường cực đại và khe hay lỗ song song với tiếp tuyến từ trường.

Trên hình 2.27 vẽ kích thích dạng dao động E_{101} trong hộp cộng hưởng trụ tròn từ ống dẫn sóng chữ nhật với sóng H_{10} qua khe hẹp ngang ở trên thành rộng và khe hẹp dọc ở trên thành hẹp của ống sóng chữ nhật ghép chung với thành bên của hộp cộng hưởng trụ tròn.



HÌNH 2.27

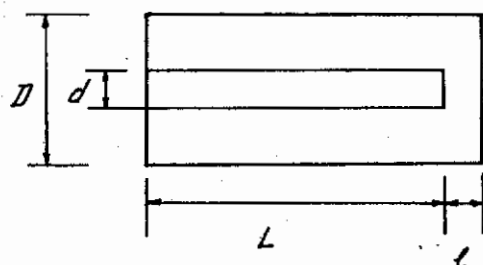
2.11. CÁC BÀI TẬP

2.1. Tính và lập bảng các bước sóng cộng hưởng riêng trong hộp cộng hưởng chữ nhật rỗng có kích thước $a = 7,2\text{cm}$; $b = 3,4\text{cm}$; $L = 10\text{cm}$ với các dạng dao động công tác trong dải sóng có $\lambda \geq 5,3\text{cm}$.

2.2. Xác định số các dạng dao động riêng và các tần số cộng hưởng tương ứng với chúng trong hộp cộng hưởng trụ tròn rỗng (chứa đầy không khí) có kích thước: bán kính $R = 7,5\text{cm}$; chiều dài $L = 10\text{cm}$ khi tần số công tác f thay đổi từ 1.500MHz đến 3.000MHz .

2.3. Xác định số các dạng dao động riêng và chiều dài cộng hưởng tương ứng với chúng trong hộp cộng hưởng trụ tròn rỗng có kích thước: bán kính $R = 7,5\text{cm}$; chiều dài hộp L thay đổi từ $7,5\text{cm}$ đến 15cm , bước sóng công tác $\lambda = 10\text{cm}$.

2.4. Bằng phương pháp đồ thị hãy xác định ba tần số cộng hưởng riêng thấp nhất của dao động cơ bản trong hộp cộng hưởng đồng trục có khe (vẽ ở hình 2.28) với các kích thước sau:



$$D = 3\text{cm}$$

$$d = 1\text{cm}$$

$$L = 5\text{cm}$$

$$l = 0,1\text{cm}$$

HÌNH 2.28

2.5. Xác định độ phẩm chất riêng của hộp cộng hưởng chữ nhật rỗng cho dạng dao động riêng H_{101} và bước sóng cộng hưởng của nó. Hộp cộng hưởng làm bằng đồng có độ dẫn điện riêng $\sigma = 5,7 \cdot 10^7 \text{ 1}/\Omega\text{m}$ với kích thước: $L = a = 23\text{cm}$; $b = 10\text{cm}$.

Chương III

MẠNG NHIỀU CỰC SIÊU CAO TẦN

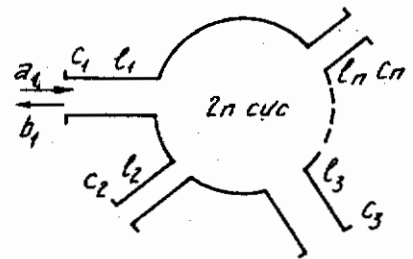
Ngoài đường truyền và hộp cộng hưởng đã được nghiên cứu kỹ ở chương 1 và 2, trong tuyến siêu cao tần còn sử dụng các phần tử thụ động tuyến tính và không tuyến tính khác nhau. Những phần tử này có cấu trúc rất đa dạng và có những tính chất đặc thù để đảm nhiệm các chức năng cần thiết trong tuyến siêu cao tần. Khi nghiên cứu và ứng dụng các phần tử tuyến siêu cao nếu dựa trên sự tính toán cấu trúc trường điện từ và tính các tham số đặc trưng bên trong của thiết bị thường gặp nhiều khó khăn do cấu trúc và điều kiện bờ của chúng rất phức tạp. Hơn nữa với các phần tử này người ta quan tâm chủ yếu đến công suất truyền, hệ số phản xạ và sự phối hợp trở kháng trên đường truyền. Các đặc tính điện bên ngoài của các phần tử (tức là các tham số phản ánh tính chất điện của các phần tử tại các mặt cuối của chúng) đủ cho phép ta giải quyết các nhu cầu trên. Vì vậy với các phần tử tuyến siêu cao chúng ta tập trung nghiên cứu các tham số điện bên ngoài, đồng thời có kết hợp xét cấu trúc trường bên trong chúng nếu điều kiện cho phép. Khi nghiên cứu các tham số điện bên ngoài các phần tử tuyến tính siêu cao ta sử dụng công cụ toán là đại số tuyến tính với các phép tính ma trận sẽ rất tiện lợi. Áp dụng công cụ toán học trên với quan điểm của "Lý thuyết mạch" các phần tử siêu cao tần được coi như là các "mạng nhiều cực siêu cao".

§ 3.1. MẠNG NHIỀU CỰC SIÊU CAO

a) Khái niệm

Một cách tổng quát ta hiểu một mạng nhiều cực siêu cao tần là một vùng không gian được giới hạn bởi các mặt kim loại dẫn điện tốt (còn gọi là 1 bọc kim loại) chỉ thông ra ngoài qua những nhánh là các đoạn đường truyền dẫn năng lượng siêu cao (Hình 3.1).

Nếu mạng có n nhánh ($l_1, l_2, l_3, \dots, l_n$) thì gọi là mạng $2n$ cực siêu cao. Các nhánh có thể có tiết diện khác nhau hoặc cấu trúc khác nhau. Tiết diện cuối cùng của các nhánh ($C_1, C_2, C_3, \dots, C_n$) gọi là các mặt cuối của mạng $2n$ cực. Khi nghiên cứu các mạng $2n$ cực siêu cao ta giả thiết rằng trong mỗi nhánh của nó chỉ tồn tại một dạng trường, đồng thời các mặt cuối C phải chọn cách đủ xa chỗ nối vào bọc kim loại để tại các mặt cuối không tồn



HÌNH 3.1

tại các trường bậc cao. Ta quy ước rằng sóng đi từ ngoài qua mặt cuối C vào mạng nhiều cực gọi là sóng tới a, còn sóng đi từ trong mạng nhiều cực ra ngoài qua C gọi là sóng phản xạ b.

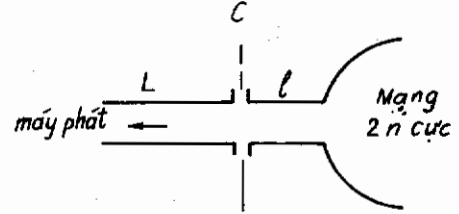
b) Công suất phức

Có một đoạn đường truyền L nối giữa máy phát và một nhánh l của mạng nhiều cực như hình 3.2.

Như vậy tại mặt cuối C sẽ có sóng tới từ máy phát truyền vào mạng nhiều cực và cũng có sóng phản xạ từ mạng nhiều cực qua C.

Trên đoạn đường truyền L có sóng đứng. Nếu ta gọi \vec{E} và \vec{H} là cường độ trường của sóng đứng tại C thì theo lý thuyết trường, công suất của sóng qua C là:

$$P = \frac{1}{2} \int_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] d\vec{S} \quad (3.1.1)$$



HÌNH 3.2

Ở đây dấu (*) chỉ đại lượng liên hợp phức, S là tiết diện của đường truyền tại C; $d\vec{S}$ vi phân diện tích tiết diện; tích phân là hai lớp; nhưng để đơn giản ta chỉ viết một lần dấu tích phân, còn số lớp sẽ do chỉ số ở dưới quy định. Công thức (3.1.1) cho ta công suất phức của sóng qua mặt cuối C, còn công suất trung bình của nó là phần thực của biểu thức (3.1.1).

Trong (3.1.1) vì các thành phần dọc của \vec{E} và \vec{H} trùng với phương các vectơ $d\vec{S}$, nên (3.1.1) có dạng đơn giản hơn:

$$P = \frac{1}{2} \int_S [\vec{E}_q \times \vec{H}_q^*] d\vec{S} \quad (3.1.2)$$

\vec{E}_q và \vec{H}_q là các thành phần ngang của điện và từ trường của sóng.

Do vậy từ nay về sau ta đề cập chủ yếu đến các thành phần ngang của trường.

Từ chương 1 ta đã biết, với một sóng chạy bất kỳ theo hướng truyền sóng gọi là sóng tới, thành phần ngang của điện từ trường được biểu diễn như sau:

$$\begin{aligned} \vec{E}_q &= \bar{q}_{10} E_q^t(q_1, q_2) \cdot e^{-i\gamma z} \\ \vec{H}_q &= \bar{q}_{20} H_q^t(q_1, q_2) \cdot e^{-i\gamma z} \end{aligned} \quad (3.1.3)$$

\bar{q}_{10} , \bar{q}_{20} là các vectơ đơn vị hướng theo 2 trục tọa độ ngang q_1 , q_2 ; $E^t(q_1, q_2)$, $H^t(q_1, q_2)$ là biên độ phức, chúng là hàm phụ thuộc vào các tọa độ mỗi điểm của tiết diện ngang đường truyền; γ là hằng số truyền; còn z là tọa độ dọc theo phương truyền sóng.

Từ (3.1.2) và (3.1.3) ta nhận được:

$$P = \frac{1}{2} \int_S \vec{E}_q^t H_q^{t*} d\vec{S} \quad (3.1.4)$$

c) Sóng chuẩn hóa

Để tiện lợi cho việc nghiên cứu sự truyền sóng trong tuyến siêu cao, người ta đưa vào khái niệm "sóng chuẩn hóa". Sóng chuẩn hóa là sóng chạy trên đường truyền của một dạng sóng nhất định ở tần số công tác có công suất truyền trung bình qua tiết diện S của đường truyền bằng $\frac{1}{2}$ (công suất cực đại bằng 1).

Nếu ta gọi e_{ch} là biên độ phức điện trường của sóng chuẩn hóa và h_{ch} là biên độ phức từ trường của nó, thì điều kiện chuẩn hóa trên có dạng:

$$\int_S e_{ch} \cdot h_{ch}^* dS = 1 \quad (3.1.5)$$

e_{ch} , h_{ch} là các hàm của tọa độ ngang q_1 , q_2 tại tiết diện S của đường truyền (xem phụ lục III). Bây giờ một sóng chạy tới theo chiều z dương trên đường truyền tại tiết diện S bất kỳ có biên độ điện và từ trường ngang được biểu diễn qua biên độ sóng chuẩn hóa như sau:

$$\left. \begin{aligned} E_q^t &= e_{ch} a \\ H_q^t &= h_{ch} a \end{aligned} \right\} \quad (3.1.6)$$

và ta gọi a là biên độ sóng tới (để cho gọn ta gọi tắt là sóng tới). Nó là một đại lượng phức không phụ thuộc vào các tọa độ ngang của tiết diện S trên đường truyền, nó tỷ lệ với biên độ điện trường ngang của sóng tới.

Đối với sóng chạy phản xạ (truyền theo chiều z âm) ta cũng có biểu thức tương tự sau:

$$\left. \begin{aligned} E_q^{px} &= e_{ch} b \\ H_q^{px} &= -h_{ch} b \end{aligned} \right\} \quad (3.1.7)$$

Ta cũng gọi b là biên độ sóng phản xạ, nó cũng là một đại lượng phức và tỉ lệ với biên độ điện trường ngang của sóng phản xạ.

Từ các biểu thức (3.1.4) và (3.1.5), (3.1.6) và (3.1.7) ta biểu diễn được công suất của sóng tới và sóng phản xạ như sau:

$$P_t = \frac{1}{2} \int_S E_q^t H_q^{t*} dS = \frac{1}{2} \int_S a a^* e_{ch} h_{ch}^* dS = \frac{1}{2} |a|^2 \quad (3.1.8)$$

$$P_{px} = \frac{1}{2} \int_S E_q^{px} H_q^{px*} dS = \frac{1}{2} \int_S b b^* e_{ch} h_{ch}^* dS = \frac{1}{2} |b|^2 \quad (3.1.9)$$

Ta đưa vào khái niệm điện áp chuẩn hóa và dòng chuẩn hóa tại một tiết diện S bất kỳ trên đường truyền sẽ giúp ích nhiều cho việc tính và phân tích các mạch điện siêu cao tần về sau. Chúng được định nghĩa như sau:

$$\left. \begin{aligned} \bar{v} &= a + b \\ \bar{i} &= a - b \end{aligned} \right\} \quad (3.1.10)$$

\bar{v} là điện áp chuẩn hóa, \bar{i} là dòng điện chuẩn hóa.

Tương tự như ở mạch điện với tham số tập trung, ta gọi tỉ số điện áp chuẩn hóa và dòng điện chuẩn hóa là trở kháng chuẩn hóa, ký hiệu là \bar{z}_{ch} , ta có:

$$\bar{z}_{ch} = \frac{\bar{v}}{\bar{i}} \quad (3.1.11)$$

Từ (3.1.10) ta có thể viết:

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2}(\bar{v} + \bar{i}) \\ b &= \frac{1}{2}(\bar{v} - \bar{i}) \end{aligned} \quad (3.1.12)$$

Hệ số phản xạ tại tiết diện S tùy ý trên đường truyền là tỉ số giữa biên độ điện trường ngang của sóng phản xạ trên biên độ điện trường ngang của sóng tới. Ký hiệu là R. Ta có biểu thức:

$$R = \frac{E_q^{px}}{E_q^t} = \frac{b}{a} \quad (3.1.13)$$

Từ biểu thức (3.1.10), (3.1.11) và (3.1.13) ta suy ra mối quan hệ giữa trở kháng chuẩn hóa và hệ số phản xạ sau:

$$Z_{ch} = \frac{a+b}{a-b} = \frac{1+R}{1-R} \quad (3.1.14)$$

và ngược lại:

$$R = \frac{\bar{Z}_{ch} - 1}{\bar{Z}_{ch} + 1} \quad (3.1.15)$$

Trên đường truyền khi có cả sóng chạy tới và sóng chạy phản xạ đồng thời thì sóng tổng hợp sẽ là sóng đứng. Điện trường ngang của sóng đứng có biên độ là:

$$E_q = E_q^t + E_q^{px} = E_q^t(1+R)$$

Giá trị lớn nhất của E gọi là điểm bụng của sóng đứng:

$$E_{qb} = E_{qmax} = E_q^t(1+|R|)$$

Còn giá trị nhỏ nhất của E gọi là điểm nút của sóng đứng:

$$E_{qn} = E_{qmin} = E_q^t(1-|R|)$$

Tỉ số giữa điện trường cực đại và điện trường cực tiểu gọi là hệ số sóng đứng điện áp. Nó ký hiệu là K_d và có biểu thức:

$$K_d = \frac{E_{qmax}}{E_{qmin}} = \frac{1+|R|}{1-|R|} \quad (3.1.16)$$

Ngược đảo của hệ số sóng đứng gọi là hệ số sóng chạy. Nó được ký hiệu K_{ch} và bằng:

$$K_{ch} = \frac{1}{K_d} = \frac{1-|R|}{1+|R|} \quad (3.1.17)$$

Vì môđun của hệ số phản xạ R biến thiên từ $0 \div 1$ nên K_d có giá trị từ $\infty \div 1$ còn K_{ch} có giá trị trong khoảng từ $0 \div 1$.

Với các khái niệm và định nghĩa trên, sau đây ta nghiên cứu mạng nhiều cực siêu cao với phương pháp ma trận sóng.

3.2. MA TRẬN SÓNG CỦA MẠNG NHIỀU CỰC SIÊU CAO

a) Ma trận tán xạ

Giả sử ta có một mạng $2n$ cực (hình 3.1) nhánh p của nó được nối với máy phát siêu cao có sóng tới qua mặt cuối C_p là a_p , các nhánh còn lại của mạng $2n$ cực được lấp tải không phản xạ (còn gọi là tải phối hợp). Trong một nhánh q bất kỳ khác (có lấp tải không phản xạ) sẽ có sóng đi ra khỏi mạng $2n$ cực qua mặt cuối C_q vào tải là b_q . Đồng thời tại mặt C_p cũng có một sóng phản xạ lại máy phát là b_p . Ta có mối quan hệ giữa các sóng b_p , b_q và a_p như sau:

$$\begin{aligned} b_p &= S_{pp}a_p \\ b_q &= S_{qp}a_p \end{aligned} \quad \text{với } p \neq q; q, p = 1, 2, \dots, n$$

Ở đây S_{pp} , S_{qp} là các hệ số tỉ lệ, mô tả tính chất của mạng $2n$ cực không phụ thuộc vào a_p và b_p , b_q , chúng là các đại lượng phức. Bây giờ ta lần lượt nối máy phát siêu cao vào một trong tất cả các nhánh và các nhánh còn lại nối với tải không phản xạ, thì sẽ lần lượt được các sóng ra b_p ở các nhánh của $2n$ cực. Rõ ràng trong trường hợp tổng quát nhất khi các nhánh của $2n$ cực có sóng tới, thì bất kỳ một sóng phản xạ nào tại mỗi nhánh phải phụ thuộc vào sóng tới ở tất cả các nhánh của nó. Vì mạng $2n$ cực là tuyến tính nên ta có biểu thức sau:

$$b_p = \sum_{q=1}^n s_{pq}a_q \quad (3.2.1)$$

Biểu thức (3.2.1) viết cho tất cả n nhánh là :

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2 + \dots + S_{1n}a_n \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2 + \dots + S_{2n}a_n \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ b_n &= S_{n1}a_1 + S_{n2}a_2 + \dots + S_{nn}a_n \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Ta đưa vào các ma trận sau:

$$\begin{aligned} [b] &= \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix}, [a] = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} \\ [S] &= \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{n1} & S_{n2} & \dots & S_{nn} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

Thì (3.2.2) viết được dưới dạng gọn hơn là:

$$[b] = [S] [a] \quad (3.2.4)$$

[a] gọi là ma trận sóng tới, [b] là ma trận sóng phản xạ, [S] là ma trận tán xạ của mạng $2n$ cực, nó là ma trận vuông cấp n (xem phụ lục VI). Các hệ thức (3.2.2) và (3.2.4) mô tả quan hệ giữa các sóng phản xạ và sóng tới tại các mặt cuối của các nhánh mạng $2n$ cực qua các yếu tố ma trận tán xạ của mạng $2n$ cực đó. Ma trận tán xạ của một mạng $2n$ cực đã cho là hoàn toàn xác định, nó không phụ thuộc vào các sóng tới cũng như các tải mắc tại các nhánh.

Từ (3.2.2) ta thấy:

$$S_{pq} = \left. \frac{b_p}{a_q} \right|_{a_l = 0} \quad l \neq p, q \text{ và } p \neq q \quad (3.2.5)$$

$$S_{pp} = \left. \frac{b_p}{a_p} \right|_{a_l = 0} \quad l \neq p \text{ và } l = 1, 2, \dots, n$$

Như vậy ta suy ra rằng: các yếu tố ngoài đường chéo chính S_{pq} ($p \neq q$) của ma trận [S] mang ý nghĩa của hệ số truyền của sóng từ nhánh q sang nhánh p . Yếu tố nằm trên đường chéo chính S_{pp} của [S] chính là hệ số phản xạ riêng tại mặt cuối C_p của nhánh p của mạng $2n$ cực.

Ta cũng nhận thấy rằng ma trận tán xạ [S] của $2n$ cực được xác định với các mặt cuối đã cho. Khi thay đổi vị trí của các mặt cuối C_p ở các nhánh, thì các yếu tố liên quan đến nó sẽ biến đổi, nhưng chỉ có pha là thay đổi còn môđun của chúng thì vẫn giữ nguyên (nếu trong các nhánh và trong $2n$ cực không tiêu hao năng lượng).

Ta hãy xem các yếu tố này thay đổi ra sao? Nếu mặt cuối C_p ở nhánh p dịch chuyển về phía mạng $2n$ cực một đoạn là d_p đến vị trí mới là C'_p sóng tới tại mặt cuối C'_p sẽ có pha giảm đi 1 góc $\theta_p = \frac{2\pi}{\lambda} d_p$ so với sóng tới ở vị trí C_p . Ta có:

$$a_p = a_p e^{-i\theta_p} \quad (3.2.6)$$

$$i^2 = -1; \quad i \text{ là đơn vị số ảo.}$$

còn sóng phản xạ tại C'_p so với sóng ở C_p sẽ có pha tăng lên một góc θ_p , tức là:

$$b_p = b_p e^{i\theta_p} \quad (3.2.7)$$

Nếu ở nhánh q ta cũng dịch chuyển mặt cuối C_q đi một khoảng d_q về phía mạng $2n$ cực đến vị trí mới C'_q một góc pha là $\theta_q = \frac{2\pi d_q}{\lambda}$ thì cũng nhận được:

$$a_q = a_q e^{-i\theta_q}$$

$$b_q = b_q e^{i\theta_q}$$

Như vậy các yếu tố mới của ma trận tán xạ [S'] so với yếu tố của ma trận [S] là:

$$S_{pp} = \frac{b_p}{a_p} = \frac{b_p}{a_p} e^{i2\theta_p} = S_{pp} e^{2i\theta_p} \quad (3.2.8)$$

$$S_{qq} = \frac{b_q}{a_q} = \frac{b_q}{a_q} e^{i2\theta_q} = S_{qq} e^{2i\theta_q}$$

$$S_{pq} = \frac{b_p}{a_q} = \frac{b_p}{a_q} e^{i(\theta_p + \theta_q)} = S_{pq} e^{i(\theta_p + \theta_q)}$$

Một cách tổng quát, nếu ở nhánh 1 dịch chuyển mặt cuối C_1 đi 1 góc pha θ_1 , ở nhánh 2 dịch chuyển C_2 đi 1 góc θ_2 , ..., C_n đi 1 góc θ_n . Thì theo (3.2.6) và (3.2.7) ta có mối quan hệ:

$$[b]' = [G]^*[b] \quad (3.2.9)$$

$$[a]' = [G]^*[a]$$

ở đây ma trận chuyển đổi $[G]$ có dạng:

$$[G] = \begin{bmatrix} e^{-i\theta_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & e^{-i\theta_2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & e^{-i\theta_n} \end{bmatrix} \quad (3.2.10)$$

Còn $[G]^*$ là ma trận lấy liên hiệp phức tất cả các phần tử của ma trận $[G]$. Từ đó rút ra được ma trận tán xạ mới của mạng $2n$ cực so với ma trận khi chưa thay đổi các mặt cuối.

$$[S]' = [G]^*[S][G]^* \quad (3.2.11)$$

hay: $[S] = [G][S]'[G] \quad (3.2.12)$

Ma trận tán xạ $[S]$ của mạng $2n$ cực siêu cao có các tính chất quan trọng sau. Ở đây ta không nêu cách chứng minh các tính chất trên, có thể nghiên cứu chúng ở các tài liệu [3] và [5].

1. Nếu môi trường trong mạng $2n$ cực là đẳng hướng thì ma trận tán xạ $[S]$ của nó đối xứng, tức là có:

$$S_{pq} = S_{qp}$$

hay: $[S] = [S]^T \quad (3.2.13)$

$[S]^T$ là ma trận chuyển vị của ma trận $[S]$ qua đường chéo chính (xem phụ lục VI). Mạng $2n$ cực như thế gọi là phần tử thuận nghịch.

2. Nếu mạng $2n$ cực không tiêu hao năng lượng thì ma trận tán xạ $[S]$ của nó sẽ Unita hay đơn nguyên, nghĩa là có:

$$[S]^H [S] = [I] \quad (3.2.14)$$

$[I]$ là ma trận đơn vị cùng cấp với $[S]$, các yếu tố đường chéo chính là đơn vị còn các yếu tố khác là số không.

$[S]^H = ([S]^*)^T$ là ma trận liên hợp Hecmitic của ma trận $[S]$.

Từ tính chất trên của ma trận, ta dễ dàng kiểm tra mạng $2n$ cực trên phương diện năng lượng. Vì nếu mạng $2n$ cực là không tiêu hao năng lượng thì tổng công suất của sóng tới tất cả các nhánh phải bằng tổng công suất sóng phản xạ ở tất cả các nhánh.

Về toán học điều trên rút ra từ (3.2.14) biểu thị bởi hệ thức sau:

$$\sum_{q=1}^n |S_{pq}|^2 = 1; p = 1, 2, \dots, n \quad (3.2.15)$$

Về pha giữa các yếu tố cũng suy từ (3.2.14) có hệ thức sau:

$$\sum_{l=1}^n S_{pl} S_{ql}^* = 0 \quad \begin{array}{l} p = 1, 2, \dots, n \\ q = 1, 2, \dots, n \\ p \neq q \end{array} \quad (3.2.16)$$

b) Ma trận truyền

Ngoài ma trận tán xạ $[S]$ khi phân tích và tổng hợp các mạng nhiều cực, người ta còn dùng một số ma trận khác thuận tiện cho việc nghiên cứu. Đó là các ma trận truyền $[T]$, ma trận trở kháng $[\bar{Z}]$ và ma trận dẫn nạp $[\bar{Y}]$.

Ma trận truyền $[T]$ của mạng $2n$ cực mô tả mối quan hệ giữa biên độ phức của sóng tới và sóng phản xạ ở nhóm nhánh vào với nhóm nhánh ra. Với mạng 4 cực, nếu ta gọi nhánh 1 là nhánh vào và nhánh 2 là nhánh ra, thì ma trận truyền $[T]_4$ sẽ cho ta các hệ thức sau:

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (3.2.17)$$

$$[T]_4 = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \text{ là ma trận truyền của mạng 4 cực.}$$

Với mạng $2n$ cực, nếu $n = 2m$, ta gọi các nhánh từ $1 \div m$ là nhóm nhánh vào I, các nhánh còn lại từ $m+1 \div n$ là nhóm nhánh ra II và đưa vào các ma trận dạng sau:

$$a_I = \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{pmatrix}, b_I = \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{pmatrix}$$

$$a_{II} = \begin{pmatrix} a_{m+1} \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}, b_{II} = \begin{pmatrix} b_{m+1} \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix}$$

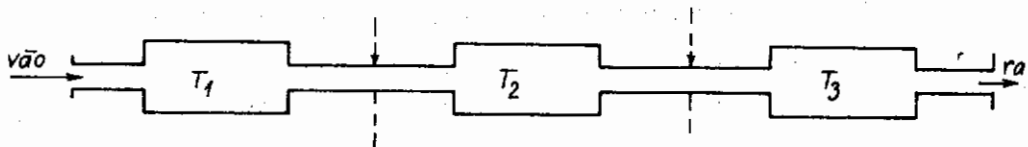
$$[T] = \begin{bmatrix} T_{aa} & T_{ab} \\ T_{ba} & T_{bb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & \dots & T_{1m} & \dots & T_{1m+1} & \dots & T_{1n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ T_{m1} & \dots & T_{mm} & \dots & T_{m,m+1} & \dots & T_{m,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ T_{m+1,1} & \dots & T_{m+1,m} & \dots & T_{m+1,m+1} & \dots & T_{m+1,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ T_{n,1} & \dots & T_{n,m} & \dots & T_{n,m+1} & \dots & T_{n,n} \end{bmatrix} \quad (3.2.18)$$

thì hệ thức mô tả giữa các sóng tới và phản xạ giữa nhóm nhánh ra và nhóm nhánh vào qua ma trận truyền của mạng $2n$ cực có dạng sau:

$$\begin{pmatrix} a_I \\ b_I \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{aa} & T_{ab} \\ \dots & \dots \\ T_{ba} & T_{bb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} b_{II} \\ a_{II} \end{pmatrix} \quad (3.2.19)$$

Khác với ma trận tán xạ $[S]$, các yếu tố của ma trận truyền $[T]$ nói chung cũng là đại lượng phức, nhưng không nhất thiết có một ý nghĩa vật lý nào. Ma trận truyền được sử dụng rất thuận tiện khi có nối tầng các mạng nhiều cực, tức là việc ghép nối các nhóm nhánh vào của một mạng nhiều cực với nhóm các nhánh ra của mạng nhiều cực khác.

Chẳng hạn với mạng 4 cực ta có tính chất sau: nếu thực hiện việc nối tầng liên tiếp các mạng 4 cực khác nhau, thì ma trận truyền $[T]$ của mạng 4 cực hợp thành bằng tích theo thứ tự truyền sóng các ma trận truyền của các mạng 4 cực thành phần (hình 3.3).



HÌNH 3.3

Gọi $[T_1]$, $[T_2]$, $[T_3]$ là ma trận truyền của các mạng 4 cực thành phần 1, 2, 3 mắc nối tầng liên tiếp nhau; $[T]$ là ma trận truyền của mạng 4 cực hợp thành sau khi ghép nối, ta có:

$$[T] = [T_1][T_2][T_3] \quad (3.2.20)$$

Chứng minh biểu thức (3.2.20) khá dễ dàng, vì ta thấy rằng sóng phản xạ từ đầu ra của mạng 4 cực thứ nhất chính là sóng tới ở đầu vào của mạng 4 cực thứ hai và ngược lại sóng phản xạ ở đầu vào của mạng 4 cực thứ hai chính là sóng tới ở đầu ra mạng 4 cực thứ nhất. Đối với chỗ ghép giữa mạng 4 cực thứ hai và thứ ba cũng tương tự như vậy.

Cần lưu ý rằng: vì tích các ma trận truyền nói chung không giao hoán, nên ma trận truyền $[T]$ của mạng 4 cực hợp thành theo chiều ngược lại có giá trị khác.

c) Ma trận trở kháng và ma trận dẫn nạp

Giống như ở mạng điện với tham số tập trung ở các mạng điện siêu cao tần, ta cũng dẫn ra khái niệm về ma trận trở kháng và ma trận dẫn nạp của một mạng $2n$ cực.

Ma trận trở kháng của mạng $2n$ siêu cao mô tả quan hệ giữa điện áp chuẩn hóa với dòng điện chuẩn hóa tại các mặt cuối của nó. Nếu gọi $\bar{v}_1, \bar{v}_2, \dots, \bar{v}_n$ là điện áp chuẩn hóa và $\bar{i}_1, \bar{i}_2, \dots, \bar{i}_n$ là dòng điện chuẩn hóa tại các mặt cuối C_p của các nhánh, thì ta có các hệ thức sau:

$$\begin{aligned}\bar{v}_1 &= \bar{z}_{11}\bar{i}_1 + \bar{z}_{12}\bar{i}_2 + \dots + \bar{z}_{1n}\bar{i}_n \\ \bar{v}_2 &= \bar{z}_{21}\bar{i}_1 + \bar{z}_{22}\bar{i}_2 + \dots + \bar{z}_{2n}\bar{i}_n \\ \bar{v}_n &= \bar{z}_{n1}\bar{i}_1 + \bar{z}_{n2}\bar{i}_2 + \dots + \bar{z}_{nn}\bar{i}_n\end{aligned}\quad (3.2.21)$$

hay đưa vào các ma trận:

$$\begin{aligned}[\bar{v}] &= \begin{pmatrix} \bar{v}_1 \\ \bar{v}_2 \\ \vdots \\ \bar{v}_n \end{pmatrix} & [\bar{i}] &= \begin{pmatrix} \bar{i}_1 \\ \bar{i}_2 \\ \vdots \\ \bar{i}_n \end{pmatrix} \\ [\bar{Z}] &= \begin{bmatrix} \bar{z}_{11} & \bar{z}_{12} & \dots & \bar{z}_{1n} \\ \bar{z}_{21} & \bar{z}_{22} & \dots & \bar{z}_{2n} \\ \bar{z}_{n1} & \bar{z}_{n2} & \dots & \bar{z}_{nn} \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (3.2.22)$$

thì (3.2.21) có dạng gọn hơn là:

$$[\bar{v}] = [\bar{Z}][\bar{i}]\quad (3.2.23)$$

$[\bar{v}]$ gọi là ma trận điện áp chuẩn hóa, $[\bar{i}]$ gọi là ma trận dòng điện chuẩn hóa, còn $[\bar{Z}]$ là ma trận trở kháng, nó là ma trận vuông cấp n : các yếu tố của $[\bar{Z}]$ nói chung là các đại lượng phức. Nếu bây giờ ta biểu diễn ngược lại điện áp qua dòng điện với các hệ thức (3.2.21) thì được dạng sau:

$$\begin{aligned}\bar{i}_1 &= \bar{y}_{11}\bar{v}_1 + \bar{y}_{12}\bar{v}_2 + \dots + \bar{y}_{1n}\bar{v}_n \\ \bar{i}_2 &= \bar{y}_{21}\bar{v}_1 + \bar{y}_{22}\bar{v}_2 + \dots + \bar{y}_{2n}\bar{v}_n \\ &\dots \dots \dots \\ \bar{i}_n &= \bar{y}_{n1}\bar{v}_1 + \bar{y}_{n2}\bar{v}_2 + \dots + \bar{y}_{nn}\bar{v}_n\end{aligned}\quad (3.2.24)$$

hay viết dưới dạng ma trận:

$$[\bar{i}] = [\bar{Y}][\bar{v}]\quad (3.2.25)$$

$$[\bar{Y}] = \begin{bmatrix} \bar{y}_{11} & \bar{y}_{12} & \dots & \bar{y}_{1n} \\ \bar{y}_{21} & \bar{y}_{22} & \dots & \bar{y}_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \bar{y}_{n1} & \bar{y}_{n2} & \dots & \bar{y}_{nn} \end{bmatrix}\quad (3.2.26)$$

Gọi là ma trận dẫn nạp của mạng $2n$ cực, nó cũng là ma trận vuông cấp n , các yếu tố nói chung là các đại lượng phức.

Từ (3.2.23) và (3.2.25) ta thấy 2 ma trận $[\bar{Z}]$ và $[\bar{Y}]$ là nghịch đảo của nhau. Tức là có:

$$[\bar{Z}][\bar{Y}] = [I]$$

Ma trận trở kháng $[\bar{Z}]$ và ma trận dẫn nạp $[\bar{Y}]$ của mạng $2n$ thuận nghịch (tức là chứa môi trường đẳng hướng) thì đối xứng. Tức là có:

$$\begin{aligned}\bar{z}_{pq} &= \bar{z}_{qp} \\ \bar{y}_{pq} &= \bar{y}_{qp}\end{aligned}\quad (3.2.27)$$

Nếu mạng $2n$ cực không tổn hao năng lượng thì các yếu tố của ma trận trở kháng $[\bar{Z}]$ của $2n$ cực là các số thuần ảo. Xem phần chứng minh các tính chất trên trong các tài liệu [3] và [5].

d) Mỗi quan hệ giữa các ma trận sóng

Chúng ta đã dẫn ra 4 loại ma trận là ma trận tán xạ [S], ma trận truyền [T], ma trận trở kháng $[\bar{Z}]$ và ma trận dẫn nạp $[\bar{Y}]$. Ta gọi các ma trận trên là ma trận sóng. Nó khác các ma trận với các tham số tập trung ở chỗ là các ma trận sóng mô tả các mối quan hệ giữa các sóng tại các mặt cuối của mạng $2n$ cực siêu cao.

Việc dẫn ra ma trận tán xạ [S] có thuận lợi lớn vì có thể đo đạc các yếu tố của nó dựa trên việc đo công suất và hệ số sóng đứng điện áp [5]. Ngoài ra khi dịch chuyển các mặt cuối của mạng $2n$ cực chỉ có pha của các yếu tố S_{pq} thay đổi, trong khi đó thì các yếu tố của ma trận $[\bar{Z}]$ và $[\bar{Y}]$ sẽ thay đổi cả pha lẫn môđun. Sử dụng ma trận tán xạ [S] là tiện lợi khi phân tích các mạng nhiều cực có số cực lớn hơn 2. Còn khi với mạng 2 cực thì dùng ma trận $[\bar{Z}]$ hoặc $[\bar{Y}]$ sẽ dễ dàng hơn. Khi phân tích các mạng 4 cực nối tầng, sử dụng ma trận truyền [T] sẽ nhanh gọn hơn.

Các ma trận [T], $[\bar{Z}]$ và $[\bar{Y}]$ không xác định bằng thực nghiệm, nhưng ta có thể nhận được chúng khi biết ma trận tán xạ [S] qua các mối quan hệ giữa [S] với [T], $[\bar{Z}]$ và $[\bar{Y}]$. Từ các biểu thức (3.1.10), (3.1.12), (3.2.14) (3.2.23) và (3.2.25) ta có mối quan hệ giữa [S] với [Z] và $[\bar{Y}]$ cho mạng $2n$ cực như sau:

$$\begin{aligned} [S] &= ([\bar{Z}] - [\bar{I}])([\bar{Z}] + [\bar{I}])^{-1} \\ &= ([\bar{I}] - [\bar{Y}])([\bar{I}] + [\bar{Y}])^{-1} \\ [\bar{Z}] &= ([\bar{I}] + [S])([\bar{I}] - [S])^{-1} \\ [\bar{Y}] &= ([\bar{I}] - [S])([\bar{I}] + [S])^{-1} \end{aligned} \quad (3.2.28)$$

Với mạng 4 cực, từ các biểu thức (3.2.4) và (3.2.17) có biểu thức giữa ma trận [S] và [T]:

$$\begin{aligned} [S] &= \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{21}/T_{11} & \det[T]/T_{11} \\ 1/T_{11} & -T_{12}/T_{11} \end{pmatrix} \\ [T] &= \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/S_{21} & -S_{22}/S_{21} \\ S_{11}/S_{21} & -\det[S]/S_{21} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.2.29)$$

Ở đây:

$$\det [T] = T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}$$

$$\det [S] = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$$

Dấu -1 ở trong biểu thức (3.2.28) chỉ ma trận nghịch đảo.

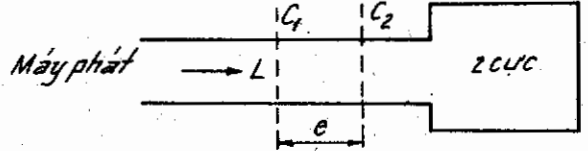
Các mạng nhiều cực siêu cao được ứng dụng rộng rãi trong kỹ thuật nhất là các mạng 2, 4, 6 và 8 cực. Sau đây ta lần lượt nghiên cứu các mạng nhiều cực trên.

§ 3.3. MẠNG 2 CỰC

a) Hệ số phản xạ và trở kháng chuẩn hóa

Mạng 2 cực siêu cao tần là phần tử siêu cao đơn giản nhất trong tuyến siêu cao. Chúng được dùng khá rộng rãi trong kỹ thuật siêu cao. Đó là: tải không phản xạ, đầu nối tất có pittông dịch chuyển, đầu tách sóng, một hộp cộng hưởng nối với đoạn đường truyền, tải tiêu thụ v.v....

Ta hãy xét quy luật biến đổi của hệ số phản xạ và trở kháng chuẩn hóa ở đầu vào C của mạng 2 cực nối chung. Giả sử có một mạng 2 cực mắc trên đường truyền L (hình 3.4) với máy phát năng



HÌNH 3.4

lượng siêu cao. Tại mặt phẳng cuối C_1 ta có sóng tới là a và sóng phản xạ là b. Hệ số phản xạ tại C_1 là:

$$R_1 = \frac{b}{a}$$

và trở kháng chuẩn hóa tại C_1 theo (3.1.14) là:

$$\bar{Z}_{ch1} = \frac{1 + R_1}{1 - R_1}$$

Bây giờ ta dịch chuyển mặt cuối của mạng 2 cực từ C_1 về C_2 một khoảng l thì tại C_2 ta có sóng tới và sóng phản xạ theo (3.2.6) và (3.2.7) là:

$$b' = be^{\gamma l}$$

$$a' = ae^{-\gamma l}$$

$\gamma = \alpha + i\beta$ là hằng số truyền

α : là hệ số tiêu hao, β là hằng số pha

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.3.1)$$

Như vậy hệ số phản xạ và trở kháng chuẩn hóa tại mặt cuối C_2 là:

$$R_2 = \frac{b'}{a'} = R_1 e^{2\gamma l} \quad (3.3.2)$$

$$\bar{Z}_{ch2} = \frac{1 + R_2}{1 - R_2} = \frac{\bar{Z}_{ch1} - \text{th}\gamma l}{1 - \bar{Z}_{ch1} \text{th}\gamma l} \quad (3.3.3)$$

hay là:

$$R_1 = R_2 \cdot e^{-2\gamma l}$$

$$\bar{Z}_{ch1} = \frac{\bar{Z}_{ch2} + \text{th}\gamma l}{1 + \bar{Z}_{ch2} \text{th}\gamma l} \quad (3.3.4)$$

Nếu đường truyền L không tổn hao năng lượng $\alpha = 0$ thì:

$$R_1 = R_2 e^{-2\gamma l} = R_2 \cdot e^{-i\frac{4\pi}{\lambda} l}$$

$$\bar{Z}_{ch1} = \frac{\bar{Z}_{ch2} + i \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l}{1 + i \bar{Z}_{ch2} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l} \quad (3.3.5)$$

Nếu đoạn đường truyền $l = \frac{\lambda}{4}$ thì (3.3.5) có dạng:

$$\begin{aligned} R_1 &= -R_2 \\ \bar{Z}_{ch1} &= \frac{1}{\bar{Z}_{ch2}} \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

Từ (3.3.6) ta thấy rằng, một tiết diện nối tắt có thể trở thành một trở kháng vô cùng (đường truyền hở mạch ở cuối) khi qua một đoạn đường truyền có chiều dài $l = \lambda/4$ hoặc ngược lại.

Nếu gọi trở kháng đặc tính của đường truyền Z_{co} thì trở kháng của mạng 2 cực tại tiết diện cuối C sẽ là:

$$Z_1 = \bar{Z}_{ch1} Z_{co}, \quad Z_2 = \bar{Z}_{ch2} Z_{co} \quad (3.3.7)$$

(3.3.5) và (3.3.6) có thể viết như sau cho các trở kháng:

$$Z_1 = Z_{co} \frac{Z_2 + i Z_{co} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l}{Z_{co} + i Z_2 \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} l} \quad (3.3.8)$$

$$Z_2 Z_1 = Z_{co}^2 \quad (3.3.9)$$

Những công thức trên có nhiều ứng dụng trong việc phối hợp trở kháng trên đường truyền siêu cao sau này.

b) Một số ví dụ về mạng 2 cực

1. Tải không phản xạ

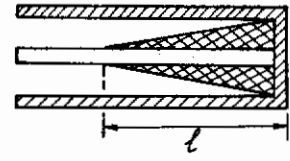
Tải không phản xạ được sử dụng trong tuyến siêu cao tần với mục đích tạo ra trong tuyến sóng chạy hoàn toàn, dùng trong khi đo đặc ở siêu cao và làm anten tương đương khi điều chỉnh máy phát siêu cao. Tải không phản xạ có cấu tạo đa dạng tùy theo cấu trúc của đường truyền và mức công suất cần hấp thụ. Đặc trưng điện cơ bản của tải không phản xạ là môđun của hệ số phản xạ (hay hệ số sóng đứng) trong một dải tần công tác. Trong thực tế kỹ thuật có khả năng tạo ra những tải với môđun của hệ số phản xạ $|R_1| \leq 0,01$ trong dải tần tương đối $\Delta f/f_0 = 20 \div 30\%$ hoặc lớn hơn. Còn pha của hệ số phản xạ có thể có giá trị bất kỳ trong khoảng từ $0 \div 2\pi$. Một đặc trưng quan trọng của tải không phản xạ là giá trị công suất hấp thụ cho phép. Tải với mức công suất nhỏ thì công suất hấp thụ $P_i \leq 1W$ còn lớn hơn $1W$ là tải ở mức công suất lớn.

Ta dẫn ra sau đây một vài loại tải không phản xạ với đường truyền đồng trục và ống dẫn sóng hình chữ nhật.

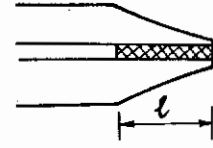
Trên hình 3.5 vẽ dạng tiết diện dọc của một tải không phản xạ trên tuyến đường truyền đồng trục ở dải sóng dm. Nó là một đoạn đường truyền đồng trục ngắn mạch ở đầu cuối và có đưa vào chất hấp thụ dạng thoải dần về phía lắp vào đường truyền.

Hỗn hợp này có thể là gỗ, hỗn hợp bột sắt với chất dính như parafin, cồn dán hay aranditơ. Các hỗn hợp này khi đã cứng chắc có thể gia công cơ khí dễ dàng.

Độ thoải và chiều dài l được chọn sao cho hệ số phản xạ từ tải là nhỏ nhất. Thường thì $l \geq \lambda$. Cũng tồn tại một loại tải không phản xạ trên tuyến đồng trục mà phân tử hấp thụ là lõi giữa từ ống sứ hình trụ có phủ một màng mỏng chất hấp thụ, còn vỏ ngoài có dạng đặc biệt (hình 3.6).

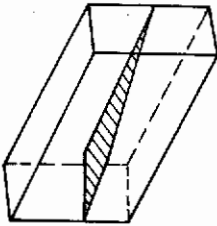


HÌNH 3.5

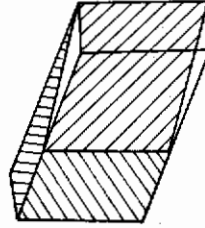


HÌNH 3.6

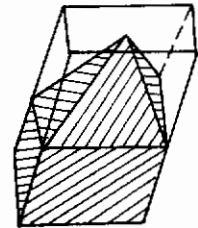
Đối với tải không phản xạ trên ống dẫn sóng chữ nhật thì chính là 1 đoạn ống dẫn sóng chữ nhật ngắn mạch đầu cuối, bên trong có đổ hỗn hợp chất hấp thụ. Với tải công suất nhỏ thì tấm hấp thụ có dạng là một bản mảnh đặt ở giữa thành rộng và vát nhọn dần về phía đầu của tải để giảm nhỏ sự phản xạ sóng (hình 3.7). Nếu tải mức công suất lớn thì tấm hấp thụ dạng khối và có phần vát dạng nêm hay dạng hình tháp. (hình 3.8 và 3.9).



HÌNH 3.7



HÌNH 3.8



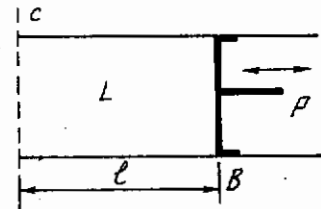
HÌNH 3.9

2. Đoạn đường truyền với pittông ngắn mạch

Một đoạn đường truyền với pittông ngắn mạch là một trở kháng thuần. Nó được sử dụng trong đo lường, điều chỉnh phối hợp trở kháng và phối hợp trong tuyến siêu cao tần. Yêu cầu cao nhất đối với đoạn đường truyền có pittông ngắn mạch là tiêu hao do chỗ tiếp xúc giữa pittông và mặt trong của đường truyền phải nhỏ và hệ số sóng đứng của nó phải cao.

Ta có một đoạn đường truyền L ở cuối được nối tắt bằng một pittông ngắn mạch P (hình 3.10). Rõ ràng đây là một mạng 2 cực. Trở kháng chuẩn hóa tại mặt lối vào C của mạng 2 cực theo (3.3.5) là:

$$\bar{Z}_{ch} = itg \frac{2\pi}{\lambda} l$$



HÌNH 3.10

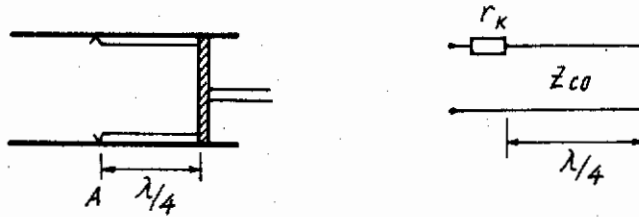
Nó là một điện kháng thuần. Điện kháng sẽ mang tính cảm khi $l < \frac{\lambda}{4}$ và mang tính dung khi $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{\lambda}{2}$.

Vì chỗ tiếp xúc B giữa pittông và đường truyền tạo ra một trở tiêu hao r_B , nên người ta có nhiều cách làm giảm ảnh hưởng của trở này đến chất lượng của thiết bị. Sau đây ta dẫn ra một số dạng pittông ngắn mạch hay dùng trong thực tế.

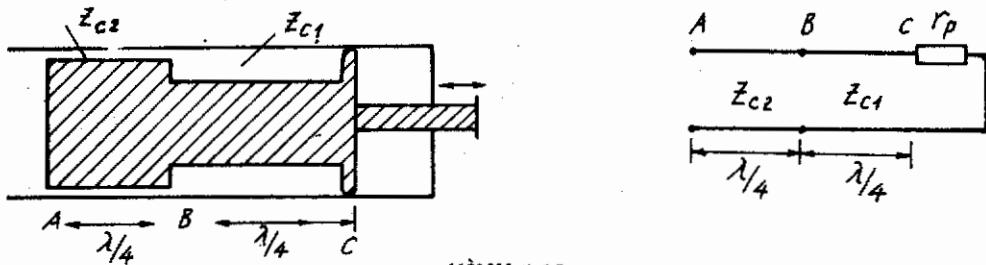
Ở hình 3.11 vẽ tiết diện dọc của đoạn ống sóng chữ nhật có pittông ngắn mạch với các lá kim loại đàn hồi được gắn chung vào một đế và các lá này có chiều dài $\lambda/4$. Đế chung này không tiếp xúc với mặt trong ống sóng và được nối với một cơ cấu dịch chuyển vị trí của pittông.

Với cấu tạo như vậy thì tại chỗ tiếp xúc A giữa các lá đàn hồi nối với thành ống sóng là nút của dòng điện, do đó nó hạn chế được độ không lý tưởng do tiếp xúc tại vị trí A, và ít tiêu hao năng lượng.

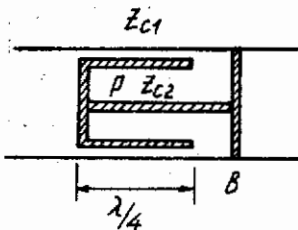
Để tránh ảnh hưởng do các thanh đàn hồi tiếp xúc kém với thành ống sóng, còn có dạng pittông ngắn mạch dùng đoạn đường truyền dài $\lambda/4$ như hình 3.12 và 3.13.



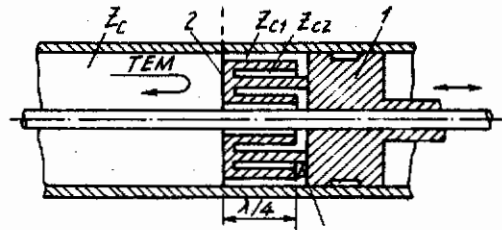
HÌNH 3.11



HÌNH 3.12



HÌNH 3.13



HÌNH 3.14

Trên hình 3.12, ta giả sử rằng trở thuần do tiếp xúc ở điểm C giữa pittông và thành ống dẫn sóng là r_p , thì trở vào tại điểm B sẽ là: $r_B = z_{c1}^2 / r_p$, và trở vào tại điểm A là:

$$r_A = \frac{z_{c2}^2}{r_B} = r_p \left(\frac{z_{c2}}{z_{c1}} \right)^2$$

Nếu ta chọn $z_{c1} \gg z_{c2}$ thì giá trị r_A rất nhỏ và như vậy ta giảm nhỏ đáng kể trở tương đương tiếp xúc r_p của pittông, và nâng cao được hệ số sóng đứng của nó. Ở

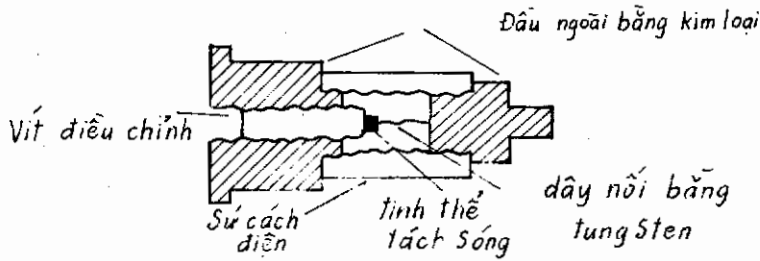
dây z_{c1} và z_{c2} là trở kháng đặc tính của 2 đoạn đường truyền của pittông dài $\lambda/4$.

Còn trên hình 3.13 thì hai đoạn đường truyền có chiều dài $\lambda/4$ mắc nối tiếp qua điện trở tiếp xúc r_p ở điểm B. Cơ cấu như vậy gọi là “bẫy sóng”. Một đoạn đường truyền P dài $\lambda/4$ ngắn mạch đầu cuối với trở sóng đặc tính là z_{c2} có trở vào là vô cùng mắc nối tiếp với trở tiếp xúc r_p và sẽ biến đổi qua một đoạn đường truyền dài $\lambda/4$ với trở sóng đặc tính z_{c1} sẽ biến thành rất nhỏ tại điểm A. Như vậy là đã loại trừ được ảnh hưởng trở tiếp xúc của pittông r_p tại B.

Đối với ống dẫn sóng đồng trục ở dải sóng ngắn cũng sử dụng pittông ngắn mạch kiểu tương tự (hình 3.14) còn đối với dải sóng dài hơn thì dùng pittông ngắn mạch tiếp xúc trực tiếp bằng lá đàn hồi bình thường, vì dùng các đoạn biến áp $\lambda/4$ có kích thước rất lớn bất tiện.

3. Đầu lắp tinh thể tách sóng

Ở siêu cao việc tách sóng, trộn tần sử dụng chủ yếu là điốt bán dẫn siêu cao tần. Đầu lắp điốt bán dẫn siêu cao được coi như một mạng 2 cực siêu cao tần. Một điốt bán dẫn siêu cao có cấu tạo như hình 3.15.

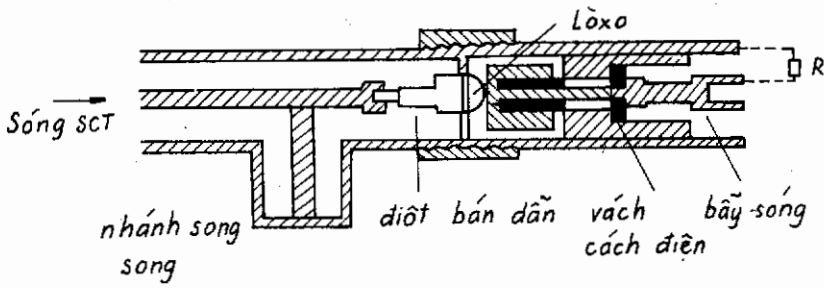


HÌNH 3.15

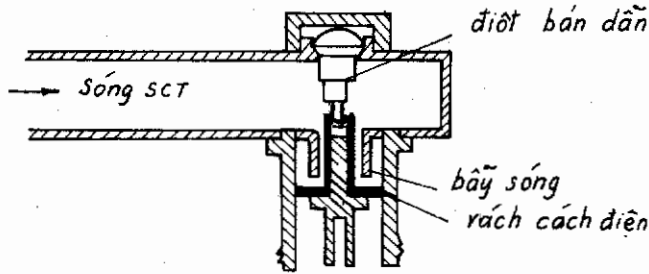
Nếu ta đặt điốt trên vào trong đường truyền siêu cao trong đó có trường điện từ siêu cao tần thì tại 2 đầu của điốt bán dẫn sẽ có điện áp tách sóng một chiều.

Trên hình 3.16 biểu diễn một đầu lắp tinh thể tách sóng trên đoạn ống sóng đồng trục. Ta lưu ý thấy có một bẫy sóng ở phía sau điốt để ngắn mạch trường siêu cao mà vẫn thông mạch dòng tách sóng. Mạch một chiều tách sóng đi qua điện trở R và đường dây nhánh mắc song song với dây chính tại một điểm ở phía trước của điốt. Trở kháng vào của mạng 2 cực này phụ thuộc vào bản chất của tinh thể, vào cấu trúc hình học của cơ cấu gá lắp, điện trở R và dòng tách sóng. Điều phụ thuộc sau cùng này do tính phi tuyến của tinh thể gây nên. Với mức độ gần đúng bậc một, đối với các dòng yếu (dưới $50\mu A$) dòng tách sóng tỉ lệ với công suất mà mạng 2 cực đã nhận được. Kích thước và vị trí của đoạn dây nhánh nhận được sao cho phối hợp trở kháng của mạng hai cực tốt nhất.

Trên hình 3.17 biểu diễn một đầu lắp điốt bán dẫn trong đoạn ống dẫn sóng chữ nhật.



HÌNH 3.16



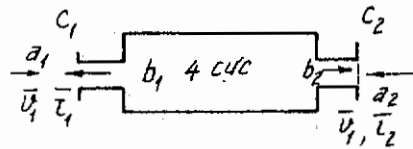
HÌNH 3.17

3.4. MẠNG 4 CỰC

a) Ma trận sóng

Mạng 4 cực siêu cao là phần tử được dùng rộng rãi nhất trong tuyến siêu cao tần, nó rất đa dạng và đảm nhiệm các chức năng rất khác nhau. Từ các phần tử đơn giản nhất như: tấm chắn, que dò, cửa sổ cộng hưởng, 1 đoạn đường truyền đến phần tử phức tạp như các bộ suy giảm, quay pha, bộ lọc đều là những mạng 4 cực siêu cao và chúng không thể thiếu trong tuyến siêu cao. Trước hết chúng ta nghiên cứu các ma trận sóng của chúng rồi sau sẽ đến các chức năng cụ thể của từng loại một.

Giả sử ta có một mạng 4 cực siêu cao tần có nhánh vào 1 và nhánh ra 2 (hình 3.18) với các sóng tới a_1, a_2 , sóng phản xạ b_1, b_2 , điện áp và dòng chuẩn hóa: $\bar{v}_1, \bar{i}_1, \bar{v}_2, \bar{i}_2$.



HÌNH 3.18

Quan hệ giữa các sóng tới và sóng phản xạ ở các nhánh của mạng 4 cực này được biểu diễn bởi ma trận tán xạ [S] và ma trận truyền [T] có dạng:

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{aligned} \right\} \quad (3.4.1)$$

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= T_{11}b_2 + T_{12}a_2 \\ a_2 &= T_{21}b_1 + T_{22}a_2 \end{aligned} \right\} \quad (3.4.2)$$

Mối quan hệ giữa điện áp chuẩn hóa và dòng điện chuẩn hóa của mạng 4 cực được mô tả qua ma trận trở kháng và ma trận dẫn nạp như sau:

$$\bar{v}_1 = \bar{z}_{11}\bar{i}_1 + \bar{z}_{12}\bar{i}_2 \quad (3.4.3)$$

$$\bar{v}_2 = \bar{z}_{21}\bar{i}_1 + \bar{z}_{22}\bar{i}_2$$

$$\bar{i}_1 = \bar{y}_{11}\bar{v}_1 + \bar{y}_{12}\bar{v}_2$$

$$\bar{i}_2 = \bar{y}_{21}\bar{v}_1 + \bar{y}_{22}\bar{v}_2 \quad (3.4.3)$$

Các yếu tố của các ma trận [S], [T], [\bar{Z}] và [\bar{Y}] có mối quan hệ với nhau theo các hệ thức đã dẫn ra ở mục §3.2 là (3.2.28) và (3.2.29). Cụ thể với mạng 4 cực các biểu thức (3.2.28) có dạng sau:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{(\bar{z}_{11}-1)(\bar{z}_{22}+1) - \bar{z}_{12}\bar{z}_{21}}{A} & \frac{2\bar{z}_{12}}{A} \\ \frac{2\bar{z}_{21}}{A} & \frac{(\bar{z}_{11}+1)(\bar{z}_{22}-1) - \bar{z}_{12}\bar{z}_{21}}{A} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{(1-\bar{y}_{11})(1+\bar{y}_{22}) + \bar{y}_{12}\bar{y}_{21}}{B} & \frac{-2\bar{y}_{12}}{B} \\ \frac{-2\bar{y}_{21}}{B} & \frac{(1+\bar{y}_{11})(1-\bar{y}_{22}) + \bar{y}_{12}\bar{y}_{21}}{B} \end{bmatrix} \quad (3.4.4)$$

ở đây: $A = (\bar{z}_{11} + 1)(\bar{z}_{22} + 1) - \bar{z}_{12}\bar{z}_{21}$

$$B = (1 + \bar{y}_{11})(1 + \bar{y}_{22}) - \bar{y}_{12}\bar{y}_{21}$$

$$[\bar{z}] = \begin{bmatrix} \bar{z}_{11} & \bar{z}_{12} \\ \bar{z}_{21} & \bar{z}_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})S_{12}S_{21}}{C} & \frac{2S_{12}}{C} \\ \frac{2S_{21}}{C} & \frac{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12}S_{21}}{C} \end{bmatrix} \quad (3.4.5)$$

$$[\bar{y}] = \begin{bmatrix} \bar{y}_{11} & \bar{y}_{12} \\ \bar{y}_{21} & \bar{y}_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12}S_{21}}{D} & \frac{-2S_{12}}{D} \\ \frac{-2S_{21}}{D} & \frac{(1+S_{11})(1-S_{22}) + S_{12}S_{21}}{D} \end{bmatrix} \quad (3.4.6)$$

ở đây: $C = (1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}$

$$D = (1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}$$

$$[\bar{y}] = \begin{bmatrix} \frac{\bar{z}_{22}}{E} & -\frac{\bar{z}_{12}}{E} \\ -\frac{\bar{z}_{21}}{E} & \frac{\bar{z}_{11}}{E} \end{bmatrix} \quad \text{với } E = \bar{z}_{11}\bar{z}_{22} - \bar{z}_{12}\bar{z}_{21} \quad (3.4.7)$$

$$[\bar{z}] = \begin{bmatrix} \frac{\bar{y}_{22}}{F} & -\frac{\bar{y}_{12}}{F} \\ -\frac{\bar{y}_{21}}{F} & \frac{\bar{y}_{11}}{F} \end{bmatrix} \quad \text{với } F = \bar{y}_{11}\bar{y}_{22} - \bar{y}_{12}\bar{y}_{21} \quad (3.4.8)$$

Trong trường hợp mạng 4 cực chứa môi trường đẳng hướng, tức là nó thuận nghịch thì các ma trận $[\bar{S}]$, $[\bar{Z}]$ và $[\bar{Y}]$ sẽ đối xứng, tức là có:

$$S_{12} = S_{21}; \quad \bar{z}_{12} = \bar{z}_{21}, \quad \bar{y}_{12} = \bar{y}_{21}$$

Thì các biểu thức (3.4.4), (3.4.5) và (3.4.6) sẽ có dạng đơn giản hơn:

$$[\bar{S}] = \begin{bmatrix} \frac{(\bar{z}_{11} - 1)(\bar{z}_{22} + 1) - \bar{z}_{12}^2}{A} & \frac{2\bar{z}_{12}}{A} \\ \frac{2\bar{z}_{12}}{A} & \frac{(\bar{z}_{22} - 1)(\bar{z}_{11} + 1) - \bar{z}_{12}^2}{A} \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} \frac{(1 - \bar{y}_{11})(1 + \bar{y}_{22}) + \bar{y}_{12}^2}{B} & \frac{-2\bar{y}_{12}}{B} \\ \frac{-2\bar{y}_{12}}{B} & \frac{(1 + \bar{y}_{11})(1 - \bar{y}_{22}) + \bar{y}_{12}^2}{B} \end{bmatrix} \quad (3.4.9)$$

$$[\bar{z}] = \begin{bmatrix} \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}^2}{C} & \frac{2S_{12}}{C} \\ \frac{2S_{12}}{C} & \frac{(1 + S_{22})(1 - S_{11}) + S_{12}^2}{C} \end{bmatrix} \quad (3.4.10)$$

$$[\bar{y}] = \begin{bmatrix} \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}^2}{D} & \frac{-2S_{12}}{D} \\ \frac{-2S_{12}}{D} & \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}^2}{D} \end{bmatrix} \quad (3.4.11)$$

b) Mạng 4 cực không tổn hao

Nếu mạng 4 cực không tổn hao năng lượng, và thuận nghịch từ tính Unita của ma trận tán xạ $[\bar{S}]$ ta thấy có thể đặt:

$$S_{11} = \text{icos} \varphi e^{-i\psi_1} \\ S_{22} = \text{icos} \varphi e^{-i\psi_2} \\ S_{12} = S_{21} = \text{sin} \varphi e^{-i(\psi_1 + \psi_2)/2} \quad (3.4.12)$$

φ , ψ_1 , ψ_2 là các số thực có giá trị từ $0 \div 2\pi$. Với ký hiệu mới ma trận tán xạ của một mạng 4 cực thuận nghịch không tổn hao có thể viết:

$$[\bar{S}] = \begin{bmatrix} \text{icos} \varphi e^{-i\psi_1} & \text{sin} \varphi e^{-i(\psi_1 + \psi_2)/2} \\ \text{sin} \varphi e^{-i(\psi_1 + \psi_2)/2} & \text{icos} \varphi e^{-i\psi_2} \end{bmatrix} \quad (3.4.13)$$

Còn ma trận truyền $[\bar{T}]$ của mạng 4 cực này theo (3.2.29) nhận dạng:

$$[\bar{T}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{\text{sin} \varphi} e^{i\left(\frac{\psi_1 + \psi_2}{2}\right)} & -i \cot \varphi e^{i\left(\frac{\psi_1 - \psi_2}{2}\right)} \\ i \cot \varphi e^{-i\left(\frac{\psi_1 - \psi_2}{2}\right)} & \frac{1}{\text{sin} \varphi} e^{-i\left(\frac{\psi_1 + \psi_2}{2}\right)} \end{bmatrix} \quad (3.4.14)$$

Từ (3.4.12) ta thấy rằng $|S_{11}| = |S_{22}| = \cos\varphi$ nó được gọi là hệ số phản xạ riêng của mạng 4 cực không tổn hao. Nếu mắc một đường truyền với mạng 4 cực này, trên đường truyền sẽ có sóng đứng với hệ số:

$$K_d = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|} = \frac{1 + \cos\varphi}{1 - \cos\varphi} = \cot^2 g^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (3.4.15)$$

và góc φ được gọi là góc mở.

Hoàn toàn tương tự từ (3.4.10); (3.4.11) và (3.4.13) ta có thể dẫn ra được các ma trận $[\bar{Z}]$ và $[\bar{Y}]$ cho 4 cực không tổn hao thuận nghịch, song biểu thức khá phức tạp, nên ta không nêu ra ở đây, có thể xem trong [3].

Nếu mạng 4 cực không tổn hao mà có:

$$S_{11} = S_{22} \text{ tức là } \psi_1 = \psi_2 = \psi$$

thì được gọi là đối xứng.

Với một mạng 4 cực không tổn hao đối xứng thì các ma trận tán xạ $[S]$ và truyền $[T]$ sẽ có dạng gọn hơn là:

$$[S] = e^{-i\psi} \begin{bmatrix} i \cos\varphi & \sin\varphi \\ \sin\varphi & i \cos\varphi \end{bmatrix} \quad (3.4.16)$$

$$[T] = \begin{bmatrix} e^{i\psi} & -i \cos\varphi \\ i \cos\varphi & e^{-i\psi} \end{bmatrix} \frac{1}{\sin\varphi} \quad (3.4.17)$$

Như vậy với một mạng 4 cực không tổn hao đối xứng, các ma trận sóng được xác định bởi 2 tham số độc lập là φ và ψ .

Một thí dụ rất đơn giản về một mạng 4 cực không tổn hao đối xứng là một đoạn đường truyền đồng nhất không tổn hao có chiều dài l với góc pha $\theta = \frac{2\pi}{\lambda}l$.

Ở đây vì không có phản xạ nên góc $\varphi = \frac{\pi}{2}$ và do đó $\psi = \psi_0$ nào đó, và lúc này ma trận tán xạ và ma trận truyền của nó sẽ là:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\psi_0} \\ e^{-i\psi_0} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.4.18)$$

$$[T] = \begin{bmatrix} e^{i\psi_0} & 0 \\ 0 & e^{-i\psi_0} \end{bmatrix} \quad (3.4.19)$$

Nếu bây giờ ta đặt một đoạn đường truyền không tổn hao có ma trận $[T]$ như ở (3.4.19) trước một mạng 4 cực đối xứng không tổn hao có ma trận truyền $[T]$ như ở (3.4.17) thì theo (3.4.20) ma trận truyền của mạng 4 cực mới tạo thành có dạng:

$$\begin{aligned} [T] &= \begin{bmatrix} e^{i\psi_0} & 0 \\ 0 & e^{-i\psi_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\psi} & -i \cos\varphi \\ i \cos\varphi & e^{-i\psi} \end{bmatrix} \frac{1}{\sin\varphi} \\ &= \frac{1}{\sin\varphi} \begin{bmatrix} e^{i(\psi+\psi_0)} & -i \cos\varphi e^{i\psi_0} \\ i \cos\varphi e^{-i\psi_0} & e^{-i(\psi+\psi_0)} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.4.20)$$

So sánh (3.4.20) và (3.4.14) ta thấy mạng 4 cực mới này cũng không tổn hao có dạng tùy ý. Nó được xác định bởi ba tham số thực độc lập φ , ψ và ψ_0 . Nó có dạng giống như ma trận (3.4.14) nếu ta giữ nguyên φ và đặt $\psi = \psi_2$

$$\text{và } \psi_0 = \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} \quad (3.4.21)$$

Như vậy khi không có tổn hao, ở mỗi tần số, một mạng 4 cực không đối xứng có thể được thay thế bằng một mạng 4 cực đối xứng đặt sau một đoạn đường truyền đồng nhất.

Ở đây góc ψ_0 của đoạn đường truyền mô tả tính không đối xứng của mạng 4 cực, nên nó được gọi là góc bất đối xứng của mạng 4 cực, và ma trận tán xạ của mạng 4 cực mới này theo (3.2.29) hoặc từ (3.4.13) và (3.4.21) có dạng:

$$[S] = \begin{bmatrix} i \cos \varphi e^{-i(\psi+2\psi_0)} & \sin \varphi e^{-i(\psi+\psi_0)} \\ \sin \varphi e^{-i(\psi+\psi_0)} & i \cos \varphi e^{-i\psi} \end{bmatrix} \quad (3.4.22)$$

Theo (3.4.10) và (3.4.11) từ (3.4.16) ta dễ dàng viết được ma trận trở kháng và dẫn nạp của một mạng 4 cực đối xứng không tổn hao như sau:

$$[\bar{Z}] = \frac{1}{\cos \varphi - \sin \psi} \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \psi \end{bmatrix} \quad (3.4.23)$$

$$[\bar{Y}] = \frac{1}{\cos \varphi \sin \psi} \begin{bmatrix} -\cos \psi & \sin \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \psi \end{bmatrix} \quad (3.4.24)$$

c) Biến thế lý tưởng

Ta nhận thấy rằng vì các yếu tố của ma trận tán xạ $[S]$ của mạng 4 cực được xác định bằng thực nghiệm [4] nên nó luôn tồn tại. Còn các ma trận trở kháng và ma trận dẫn nạp của mạng 4 cực chỉ tồn tại khi thỏa mãn điều kiện sau:

$$C = (1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21} \neq 0 \quad (3.4.25)$$

$$D = (1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21} \neq 0$$

Ta xét xem trường hợp khi cả 2 điều kiện trên đều không thỏa mãn tức là đối với một mạng 4 cực thuận nghịch xảy ra đồng thời 2 đẳng thức:

$$(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}^2 = 0 \quad (3.4.26)$$

$$(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2 = 0$$

Điều kiện (3.4.26) cho ta hệ thức sau:

$$-S_{22} = S_{11} = \rho \quad (\rho \text{ đọc là rô}) \quad (3.4.27)$$

$$S_{11}^2 + S_{12}^2 = 1 \rightarrow S_{12} = t = \sqrt{1 - \rho^2}$$

Lúc này ma trận truyền $[T]$ theo (3.2.29) của mạng 4 cực có dạng:

$$[T] = \frac{1}{\sqrt{1 - \rho^2}} \begin{bmatrix} 1 & \rho \\ \rho & 1 \end{bmatrix} \quad (3.4.28)$$

hay có mối quan hệ giữa các sóng ở lối vào và lối ra của mạng 4 cực:

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}} b_2 + \frac{\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} a_2$$

$$b_1 = \frac{\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} b_2 + \frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}} a_2$$

Ta cộng và trừ 2 vế của 2 đẳng thức trên và chú ý đến biểu thức (3.1.10) sẽ nhận được kết quả:

$$\bar{V}_1 = \frac{1+\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} \bar{V}_2 = \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} \bar{V}_2$$

$$\bar{i}_1 = -\frac{1-\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} \bar{i}_2 = -\sqrt{\frac{1-\rho}{1+\rho}} \bar{i}_2$$

Nếu ta đặt:

$$n = \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} \quad (3.4.29)$$

thì biểu thức trên viết dưới dạng mới là:

$$\bar{V}_2 = \frac{1}{n} \bar{V}_1 \quad (3.4.30)$$

$$\bar{i}_2 = -n \bar{i}_1$$

Một mạng 4 cực như trên được gọi là một biến thế lý tưởng. Còn n gọi là hệ số của biến thế (hình 3.19).

Từ (3.4.27) và (3.4.29) ta biểu diễn ngược lại các hệ số ma trận tán xạ $[S]$ qua hệ số biến thế n :

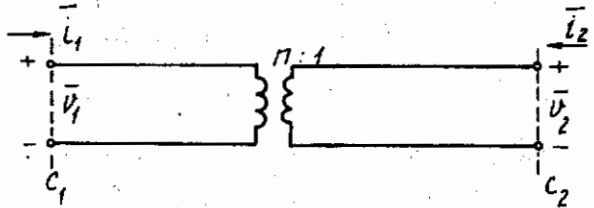
$$S_{11} = \rho = \frac{n^2 - 1}{1 + n^2}$$

$$S_{12} = t = \frac{2n}{1 + n^2} \quad (3.4.31)$$

do đó:

$$[S] = \frac{1}{1+n^2} \begin{bmatrix} -(1-n^2) & 2n \\ 2n & 1-n^2 \end{bmatrix} \quad (3.4.32)$$

Ta nhận thấy rằng vì n thực, cho nên tất cả các yếu tố của ma trận $[S]$ đều là đại lượng thực, đồng thời từ (3.4.27) ma trận $[S]$ Unita. Như vậy một mạng 4 cực chỉ có thể biểu diễn dưới



HÌNH 3.19

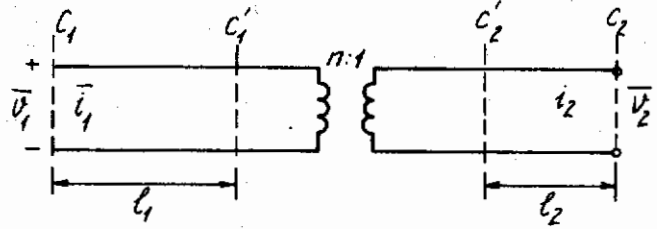
dạng là một biến thế lý tưởng chỉ khi nó không tổn hao năng lượng và các mặt cuối phải đặt ở vị trí một là bụng sóng một là nút sóng đứng.

Khi $n > 0$ thì mặt cuối C_1 (có $S_{11} > 0$) đặt ở bụng sóng đứng, C_2 ở nút sóng đứng và ngược lại $n < 0$ thì C_1 sẽ ở nút sóng và C_2 ở điểm bụng sóng.

Với cách chọn các vị trí thích hợp của các mặt cuối C_1, C_2 , một mạng 4 cực không tổn hao tùy ý có thể biểu diễn dưới dạng là một biến thể lý tưởng ghép nối ở 2 đầu 2 đoạn đường truyền đồng nhất không tiêu hao (hình 3.20).

ở đây các đoạn l_1, l_2 chọn sao cho các góc pha:

$$\theta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} l_1, \quad \theta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} l_2$$



HÌNH 3.20

Thực hiện được điều kiện:

$$S'_{11} = S_{11} e^{2i\theta_1} \text{ là thực và dương (hoặc âm)}$$

$$S'_{22} = S_{22} e^{i\theta_2} \text{ là thực và âm (hoặc dương)}$$

Lúc đó:

$$S'_{12} = S_{12} e^{i(\theta_1 + \theta_2)} \text{ sẽ tự động thỏa mãn là thực.}$$

ở đây dấu phẩy chỉ các yếu tố của biến thể lý tưởng.

d) Trở kháng mắc song song

Một trở kháng \bar{z} mắc song song vào đường truyền được coi như một mạng 4 cực với lối ra và lối vào cùng nằm tại chỗ mắc trở kháng (hình 3.21).

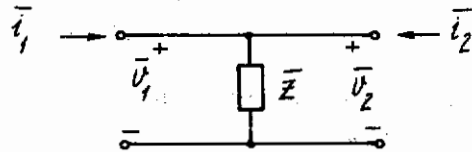
Hệ thức giữa điện áp và dòng điện chuẩn hóa:

$$\bar{V}_1 = \bar{z}\bar{i}_1 + \bar{z}\bar{i}_2$$

$$\bar{V}_2 = \bar{z}\bar{i}_1 + \bar{z}\bar{i}_2$$

Ma trận trở kháng là:

$$[\bar{Z}] = \begin{bmatrix} \bar{z} & \bar{z} \\ \bar{z} & \bar{z} \end{bmatrix}$$



HÌNH 3.21

Từ đó theo (3.4.9) tính được ma trận tán xạ và ma trận truyền:

$$[S]_{//} = \frac{1}{1+2\bar{z}} \begin{bmatrix} -1 & 2\bar{z} \\ 2\bar{z} & -1 \end{bmatrix} \quad (3.4.33)$$

từ (3.2.29) có dạng:

$$[T]_{//} = \frac{1}{2\bar{z}} \begin{bmatrix} 2\bar{z}+1 & 1 \\ -1 & 2\bar{z}-1 \end{bmatrix} \quad (3.4.34)$$

Như vậy ta có:

$$S_{11} - S_{12} = -1 \quad (3.4.35)$$

Người ta đã chứng minh được rằng nếu 1 mạng 4 cực thực hiện được điều kiện (3.4.35) thì sơ đồ tương đương của nó có dạng như một trở kháng mắc song song vào đường truyền siêu cao [5].

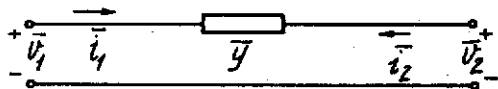
e) Dẫn nạp mắc nối tiếp

Một dẫn nạp \bar{y} mắc nối tiếp trên đường truyền chính là một mạng 4 cực đơn giản (hình 3.22).

Hệ thức giữa các dòng và áp chuẩn hóa của nó có dạng:

$$\bar{i}_1 = \bar{y}\bar{v}_1 - \bar{y}\bar{v}_2$$

$$\bar{i}_2 = -\bar{y}\bar{v}_1 + \bar{y}\bar{v}_2$$



Ma trận dẫn nạp $[\bar{y}]$ là:

$$[\bar{y}] = \begin{bmatrix} \bar{y} & -\bar{y} \\ -\bar{y} & \bar{y} \end{bmatrix}$$

HÌNH 3.22

Ma trận tán xạ được tính từ (3.4.9):

$$[S]_{\perp} = \frac{1}{1+2\bar{y}} \begin{bmatrix} 1 & 2\bar{y} \\ 2\bar{y} & 1 \end{bmatrix} \quad (3.4.36)$$

Từ (3.4.36) suy ra điều kiện:

$$S_{11} + S_{12} = 1 \quad (3.4.37)$$

Khi người ta cũng chứng minh được rằng một mạng 4 cực nào thỏa mãn điều kiện (3.4.37) thì sơ đồ tương đương của nó được biểu diễn bằng một dẫn nạp mắc nối tiếp vào đường truyền siêu cao tần [5].

Ma trận truyền $[T]$ của nó theo (3.2.29) có dạng:

$$[T]_{\perp} = \frac{1}{2\bar{y}} \begin{bmatrix} 1+2\bar{y} & -1 \\ 1 & 2\bar{y}-1 \end{bmatrix} \quad (3.4.38)$$

g) Chuyển trở kháng mắc song song thành nối tiếp và chuyển dẫn nạp nối tiếp thành song song

Nếu ta mắc một trở kháng \bar{z} song song ở giữa một đoạn đường truyền thứ nhất dài $\frac{\lambda}{4}$ và đoạn đường truyền thứ hai dài $\frac{3\lambda}{4}$ thì chúng tương đương với một dẫn nạp mắc nối tiếp vào đường truyền có giá trị.

$$\bar{y}' = \bar{z}$$

Thật vậy, 2 đoạn đường truyền trên có ma trận truyền là:

$$[T]_1 = \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}; \quad [T]_2 = \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \quad (3.4.39)$$

Theo tính chất của ma trận truyền ta có ma trận truyền của mạng 4 cực hợp thành sau khi ghép nối:

$$\begin{aligned} [T]_{\Sigma} &= [T]_1 [T]_{//} [T]_2 \\ &= \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \frac{1}{2\bar{z}} \begin{bmatrix} 2\bar{z}+1 & 1 \\ -1 & 2\bar{z}-1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.4.40)$$

$$= \frac{1}{2\bar{z}} \begin{bmatrix} 2\bar{z} + 1 & -1 \\ 1 & 2\bar{z} - 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2\bar{y}'} \begin{bmatrix} 2\bar{y}' + 1 & -1 \\ 1 & 2\bar{y}' - 1 \end{bmatrix}$$

Biểu thức (3.4.40) có dạng trùng với dạng của (3.4.38). Ngược lại nếu ta nối ghép một dẫn nạp nối tiếp \bar{y} giữa hai đoạn đường truyền có chiều dài đoạn thứ nhất là $\frac{\lambda}{4}$ và đoạn thứ hai là $\frac{3\lambda}{4}$ thì mạng 4 cực hợp thành tương đương với một trở kháng mắc song song vào đường truyền có giá trị $\bar{z}' = \bar{y}$.

Thật vậy từ (3.4.38) và (3.4.39) ta có:

$$\begin{aligned} [T]_{\Sigma} &= \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \frac{1}{2\bar{y}} \begin{bmatrix} 2\bar{y} + 1 & -1 \\ 1 & 2\bar{y} - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2\bar{y}} \begin{bmatrix} 2\bar{y} + 1 & 1 \\ -1 & 2\bar{y} - 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2\bar{z}'} \begin{bmatrix} 2\bar{z}' + 1 & 1 \\ -1 & 2\bar{z}' - 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.4.41)$$

Rõ ràng biểu thức (3.4.41) có dạng trùng với (3.4.34).

h) Mất xích dạng T các trở kháng chuẩn hóa

Sau đây ta có thể biểu diễn sơ đồ tương đương của một mạng 4 cực thuận nghịch dưới dạng một mất xích dạng T với 3 trở kháng chuẩn hóa.

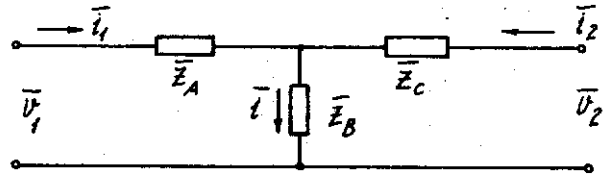
Giả sử ta có 3 trở kháng chuẩn hóa $\bar{Z}_A, \bar{Z}_B, \bar{Z}_C$ mắc dạng chữ T như hình 3.23.

Ta có mối quan hệ giữa các dòng điện và điện áp chuẩn hóa của chúng là:

$$\bar{V}_1 = \bar{Z}_A \bar{i}_1 + \bar{Z}_B (\bar{i}_1 + \bar{i}_2)$$

$$\bar{V}_2 = \bar{Z}_C \bar{i}_2 + \bar{Z}_B (\bar{i}_1 + \bar{i}_2)$$

$$\text{Vì ở đây } \bar{i} = \bar{i}_1 + \bar{i}_2$$



HÌNH 3.23

hay viết dạng ma trận ta có:

$$\begin{pmatrix} \bar{V}_1 \\ \bar{V}_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} (\bar{Z}_A + \bar{Z}_B) & \bar{Z}_B \\ \bar{Z}_B & (\bar{Z}_B + \bar{Z}_C) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \bar{i}_1 \\ \bar{i}_2 \end{pmatrix}$$

Như vậy ma trận trở kháng của mạch này là:

$$[Z] = \begin{bmatrix} \bar{Z}_{11} & \bar{Z}_{12} \\ \bar{Z}_{21} & \bar{Z}_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\bar{Z}_A + \bar{Z}_B) & \bar{Z}_B \\ \bar{Z}_B & (\bar{Z}_B + \bar{Z}_C) \end{bmatrix} \quad (3.4.42)$$

Từ đó suy ra quan hệ sau:

$$\bar{Z}_A = \bar{Z}_{11} - \bar{Z}_{12}$$

$$\bar{Z}_B = \bar{Z}_{12} = \bar{Z}_{21}$$

$$\bar{Z}_C = \bar{Z}_{22} - \bar{Z}_{12}$$

$$(3.4.43)$$

Từ biểu thức (3.4.10) ta có:

$$\begin{aligned}\bar{Z}_A &= \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}^2 - 2S_{12}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}^2} \\ \bar{Z}_B &= \frac{2S_{12}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}^2} \\ \bar{Z}_C &= \frac{(1 + S_{22})(1 - S_{11}) + S_{12}^2 - 2S_{12}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}^2}\end{aligned}\quad (3.4.44)$$

Chú ý rằng việc biểu diễn theo sơ đồ dạng chữ T chỉ thực hiện được trong điều kiện:

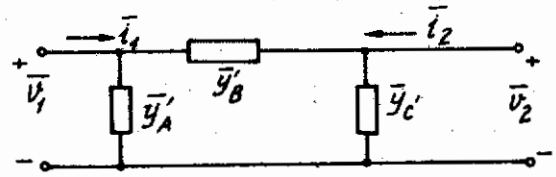
$$C = (1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}^2 \neq 0 \quad (3.4.45)$$

i) Mất xích dạng Π

Các dẫn nạp chuẩn hóa cũng hoàn toàn tương tự như phân trước, ta có thể biểu diễn một mạng 4 cực thuận nghịch bất kỳ bằng sơ đồ tương đương dạng Π với 3 dẫn nạp $\bar{Y}'_A, \bar{Y}'_B, \bar{Y}'_C$ như hình 3.24.

Mối quan hệ giữa các dòng điện và điện áp chuẩn hóa của mạng trên là:

$$\begin{aligned}\bar{i}_1 &= \bar{Y}'_A \bar{v}_1 + \bar{Y}'_B (\bar{v}_1 - \bar{v}_2) \\ \bar{i}_2 &= \bar{Y}'_C \bar{v}_2 - \bar{Y}'_B (\bar{v}_1 - \bar{v}_2)\end{aligned}$$



HÌNH 3.24

và ma trận dẫn nạp có dạng:

$$[\bar{Y}] = \begin{bmatrix} \bar{y}_{11} & \bar{y}_{12} \\ \bar{y}_{21} & \bar{y}_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (Y'_A + Y'_B) & -Y'_B \\ -Y'_B & (Y'_B + Y'_C) \end{bmatrix} \quad (3.4.46)$$

Ta suy ra được:

$$\begin{aligned}\bar{Y}'_A &= \bar{y}_{11} + \bar{y}_{12} \\ \bar{Y}'_B &= -\bar{y}_{12} = -\bar{y}_{21} \\ \bar{Y}'_C &= \bar{y}_{22} + \bar{y}_{12}\end{aligned}\quad (3.4.47)$$

Hay các yếu tố ma trận tán xạ được các biểu thức cho các dẫn nạp là:

$$\begin{aligned}\bar{Y}'_A &= \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}^2 - 2S_{12}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2} \\ \bar{Y}'_B &= \frac{2S_{12}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2} \\ \bar{Y}'_C &= \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}^2 - 2S_{12}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2}\end{aligned}\quad (3.4.48)$$

Rõ ràng là biểu diễn theo sơ đồ tương đương dạng Π chỉ thực hiện được trong điều kiện:

$$D = (1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2 \neq 0 \quad (3.4.49)$$

k) Mạng 4 cực tán xạ đối xứng điện

Ta gọi một mạng 4 cực là có tính tán xạ đối xứng điện nếu như tạo ra những điện trường riêng giống ở cả lối vào và lối ra của mạng không kể sóng kích thích đi từ lối nào của mạng. Điện trường riêng sinh ra là do phản ứng của các bất đồng nhất hay vật chướng ngại trong mạng 4 cực khi có sóng tới kích thích nó. Điện trường thực tồn tại ở trước hoặc sau bất đồng nhất chính là trường tổng hợp của sóng tới và trường riêng này. Nó thường được tạo nên bởi một tập hợp các dạng sóng khác nhau: sóng mà ta sử dụng là sóng truyền lan và cả các dạng sóng bậc cao. Ở một khoảng cách đủ xa, các dạng sóng bậc cao sẽ bị suy giảm nhanh và coi như không đáng kể. Để nghiên cứu một mạng 4 cực có tính tán xạ đối xứng điện, ta cần quy tất cả các sóng truyền lan về tiết diện đối xứng điện S của mạng. Nói cách khác, ta sử dụng tiết diện này như mặt cuối C duy nhất thay cho cả mặt lối vào C_1 và lối ra C_2 của mạng.

Bây giờ nếu ta đưa vào mạng 4 cực này tại S một sóng tới là a_1 , thì mạng sẽ cho phản ứng riêng về 2 phía sóng như nhau là ρa_1 , ngược lại nếu có một sóng tới theo chiều ngược lại là a_2 thì nó sẽ phản ứng về 2 phía sóng riêng là ρa_2 và sóng phản xạ trong trường hợp chung sẽ có dạng sau:

$$\begin{aligned} b_1 &= \rho a_1 + (1 + \rho) a_2 \\ b_2 &= (1 + \rho) a_1 + \rho a_2 \end{aligned}$$

Ma trận tán xạ của mạng sẽ là:

$$[S] = \begin{bmatrix} \rho & 1 + \rho \\ 1 + \rho & \rho \end{bmatrix} \quad (3.4.50)$$

Tức là có: $S_{22} = S_{11} = \rho$ $S_{12} = 1 + \rho$
và có hệ thức: $S_{11} - S_{12} = -1$ (3.4.51)

So sánh với điều kiện (3.4.35) ta thấy trong trường hợp mạng 4 cực là tán xạ đối xứng điện, thì có thể biểu diễn nó bằng sơ đồ tương đương là 1 trở kháng \bar{z} mắc song song vào đường truyền. Từ biểu thức (3.4.44) ta cũng nhận được kết quả đúng như vậy. Nghĩa là có các biểu thức:

$$\bar{Z}_A = \bar{Z}_C = 0; \quad \bar{Z}_B = -\frac{1 + \rho}{2\rho} \quad (3.4.52)$$

Nếu như mạng 4 cực tán xạ đối xứng điện này mà không tiêu hao, thì dựa vào các biểu thức (3.4.12), (3.4.51) ta có thể viết:

$$\sin \phi e^{-i\psi} = 1 + i \cos \phi e^{-i\psi} \quad (3.4.53)$$

Nếu quan hệ giữa góc ϕ và ψ có dạng:

$$\psi = \phi - \frac{\pi}{2} \quad (3.4.54)$$

Lúc này trở kháng mắc song song \bar{Z}_B có giá trị:

$$\bar{Z}_B = \frac{i}{2} \operatorname{tg} \varphi \quad (3.4.55)$$

và ma trận truyền của nó sẽ nhận được:

$$[T] = \frac{i}{\sin \varphi} \begin{bmatrix} -e^{i\varphi} & -\cos \varphi \\ \cos \varphi & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \quad (3.4.56)$$

1) Mạng 4 cực tán xạ đối xứng từ

Đối với mạng 4 cực mà từ trường riêng của nó là đối xứng đối với lối vào và lối ra được độc lập với sóng tới từ phía nào gọi là mạng 4 cực tán xạ đối xứng từ, lúc này điện trường riêng của nó có tính đối xứng ảnh.

Ta cũng tiến hành lý luận tương tự như ở trường hợp trước, ta được ma trận tán xạ $[S]$ của mạng 4 cực tán xạ đối xứng từ như sau:

$$[S] = \begin{bmatrix} \rho & 1-\rho \\ 1-\rho & \rho \end{bmatrix} \quad (3.4.57)$$

Với $S_{11} = S_{22} = \rho$

$$S_{12} = 1 - \rho = 1 - S_{11} \quad (3.4.58)$$

$$S_{11} + S_{12} = 1$$

Như vậy từ (3.4.58) ta thấy mạng 4 cực tán xạ đối xứng từ thỏa mãn điều kiện (3.4.37) nên nó được biểu diễn bằng sơ đồ tương đương dưới dạng một dẫn nạp mắc nối tiếp vào đường truyền.

Từ biểu thức (3.4.48) và (3.4.58) ta thấy rằng:

$$\bar{Y}'_C = 0$$

$$\bar{Y}'_B = \frac{1-\rho}{2\rho} \quad (3.4.59)$$

nếu mạng 4 cực là không tổn hao thì ta có hệ thức:

$$\sin \varphi e^{-i\psi} = 1 - i \cos \varphi e^{-i\psi} \quad (3.4.60)$$

suy ra được:

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \varphi \quad (3.4.61)$$

Lúc này giá trị của dẫn nạp nối tiếp là:

$$\bar{Y}'_B = -\frac{i}{2} \operatorname{tg} \varphi \quad (3.4.62)$$

ma trận truyền của mạng 4 cực tán xạ đối xứng từ có dạng:

$$[T] = \frac{i}{\sin \varphi} \begin{bmatrix} e^{-i\varphi} & -\cos \varphi \\ \cos \varphi & -e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \quad (3.4.63)$$

§ 3.5. MỘT SỐ VÍ DỤ VỀ MẠNG 4 CỰC ĐƠN GIẢN

Một số phần tử siêu cao tần đơn giản là những mạng 4 cực được sử dụng rất rộng rãi trong tuyến siêu cao. Sau đây chúng ta nêu một số phần tử này.

a) Tấm chắn kim loại mỏng trong ống dẫn sóng.

Nếu trong ống dẫn sóng tại tiết diện S nào đó ta đưa vào một tấm chắn kim loại rất mỏng có kích thước nhỏ hơn tiết diện ngang của ống sóng, thì tấm chắn này sẽ tạo ra xung quanh nó điện trường riêng đối xứng về 2 phía của tấm chắn dọc lập với chiều của sóng kích thích. Nếu ta coi tấm chắn này với tiết diện S đồng thời là mặt cuối lối vào và mặt cuối lối ra thì nó là một mạng 4 cực tán xạ đối xứng điện và có thể biểu diễn bằng sơ đồ tương đương một trở kháng mắc song song trong đường truyền. Tấm chắn này là không tiêu hao nên trở kháng song song là một kháng thuần. Tính chất và giá trị của điện kháng này phụ thuộc vào cấu trúc cụ thể của tấm chắn trong ống dẫn sóng.

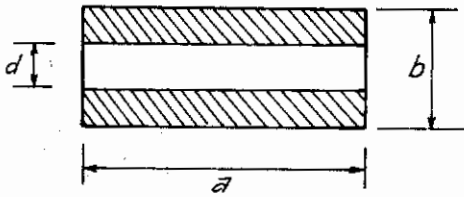
Theo (3.4.55) thì có:

$$\bar{Z}_B = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \varphi$$

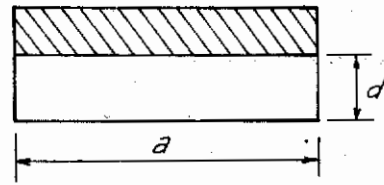
Các tấm chắn hay được dùng nhất trong tuyến siêu cao tần là tấm chắn điện dung, điện cảm và cộng hưởng.

1. Tấm chắn điện dung

Tấm chắn điện dung chính là một tấm kim loại mỏng đặt tại tiết diện S trong ống sóng chữ nhật và che một phần tiết diện dọc theo thành rộng của ống dẫn sóng. Nó có thể là tấm chắn điện dung dạng đối xứng và không đối xứng (hình 3.25a và 3.25b).

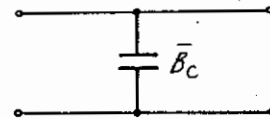


HÌNH 3.25a



HÌNH 3.25b

Tính dung của tấm chắn này là do sự giảm nhỏ tiết diện ống dẫn sóng chữ nhật theo thành rộng tạo nên ở khe hẹp một điện trường và giữa hai bên khe tích lũy một điện năng. Sơ đồ tương đương của nó là 1 điện dung C mắc song song vào đường truyền (hình 3.26).



HÌNH 3.26

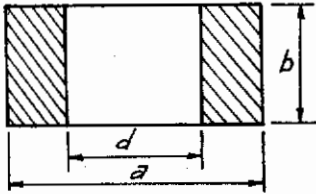
Dẫn nạp kháng chuẩn hóa của tấm chắn điện dung đối xứng được tính theo công thức gần đúng sau:

$$\bar{B}_C \approx \frac{-4b}{\lambda} \operatorname{Ln} \left(\sin \frac{\lambda d}{2b} \right) \quad (3.5.1)$$

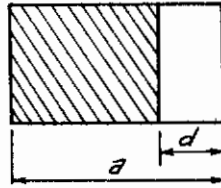
Các giá trị của điện nạp \bar{B}_C cho tấm chắn không đối xứng và ảnh hưởng độ dày của tấm chắn được tính và vẽ theo đồ thị trong [8]. Ở đây các kích thước trong (3.5.1) tính theo hình 3.25a.

2. Tấm chắn điện cảm

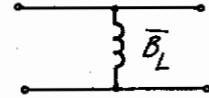
Tấm chắn điện cảm là một tấm chắn kim loại mỏng đặt che dọc theo thành hẹp một phần tiết diện ống dẫn sóng chữ nhật, nó có thể là đối xứng (hình 3.27a) và không đối xứng (hình 3.27b).



HÌNH 3.27a



HÌNH 3.27b



HÌNH 3.28

Tính cảm của tấm chắn này được giải thích là một phần dòng điện ngang trên thành rộng ống dẫn sóng chảy theo tấm chắn và tạo nên trong tấm chắn một năng lượng từ trường. Sơ đồ tương đương của tấm chắn điện cảm là một cuộn cảm L mắc song song trên đường truyền (hình 3.28).

Giá trị điện nạp chuẩn hóa của tấm chắn điện cảm đối xứng được tính theo công thức gần đúng sau:

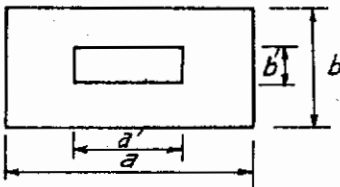
$$\bar{B}_L \approx -\frac{\lambda}{a} \cotg^2\left(\frac{\pi d}{2a}\right) \quad (3.5.2)$$

a, b, d tính theo hình 3.27a.

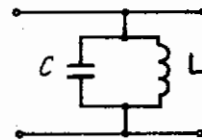
Các giá trị của điện nạp \bar{B}_L cho tấm chắn không đối xứng và tính đến ảnh hưởng của độ dày tấm chắn được trình bày tỉ mỉ trong [8].

3. Tấm chắn cộng hưởng

Một tấm kim loại mỏng có lỗ chữ nhật hoặc ô van có kích thước thích hợp đặt tại một tiết diện S nào đó trong ống dẫn sóng chữ nhật gọi là tấm chắn cộng hưởng (hình 3.29). Tấm chắn cộng hưởng là sự kết hợp trường hợp của tấm chắn điện dung và điện cảm. Nên sơ đồ tương đương của nó là một khung cộng hưởng song song LC mắc song song vào đường truyền (hình 3.30).



HÌNH 3.29



HÌNH 3.30

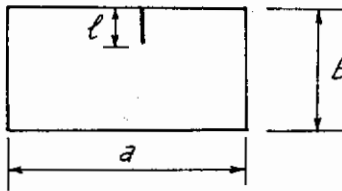
Tần số cộng hưởng của tấm chắn được xác định một cách gần đúng từ kích thước của lỗ và đẳng thức về trở sóng của đường truyền theo công thức sau đây:

$$\frac{b}{a \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} = \frac{b'}{a' \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a'}\right)^2}} \quad (3.5.3)$$

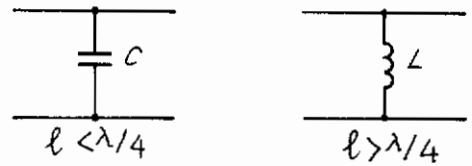
Tính chất cộng hưởng của tấm chắn cũng không bị thay đổi nếu như cửa sổ trên bị bịt kín bằng một màng mỏng điện môi trong suốt với sóng điện từ. Nó dùng để hút chân không hay là đưa một số khí vào trong ống dẫn sóng.

b) Dò kim loại mảnh trong tiết diện ống dẫn sóng

Nếu ta có một dò kim loại rất mảnh đưa vào tiết diện S nào đó vuông góc với thành rộng ống dẫn sóng chữ nhật và chiều dài dò là l thì nó cũng tương đương với một kháng thuần mắc song song vào đường truyền. (Hình 3.31)



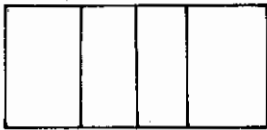
HÌNH 3.31



HÌNH 3.32

Nếu chiều dài $l < \lambda/4$ thì tính chất của dò là dung nên có sơ đồ tương đương là tụ C mắc song song vào đường truyền, còn $l > \lambda/4$ thì nó mang tính cảm và sơ đồ tương đương là cuộn cảm L mắc song song vào đường truyền (hình 3.32). Việc tính đến ảnh hưởng của kích thước dò là vị trí đặt nó trong tiết diện được cho từng trường hợp cụ thể trong [8].

Để giảm cảm kháng của dò điện cảm, người ta thay một dò bằng nhiều dò mắc song song trong cùng một tiết diện (hình 3.33). Để thay đổi chiều dài l , dò thường được chế tạo dưới dạng một cái vít gắn xuyên qua thành rộng ống dẫn sóng (hình 3.34).



HÌNH 3.33

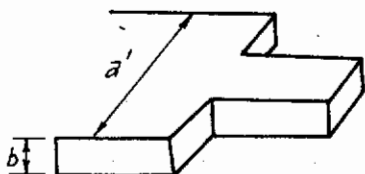


HÌNH 3.34

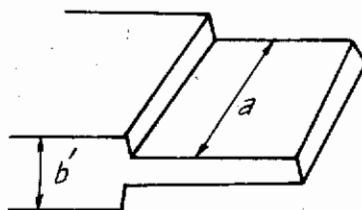
c) Độ biến tiết diện của đường truyền

Hai đoạn ống dẫn sóng có tiết diện ngang kích thước khác nhau nối ghép với nhau. Chỗ ghép nối tạo thành 1 tiết diện đột biến trong đường truyền.

Trên hình 3.35a và b cho ta 2 tiết diện đột biến với kích thước a, a' và b, b' trên ống dẫn sóng chữ nhật.

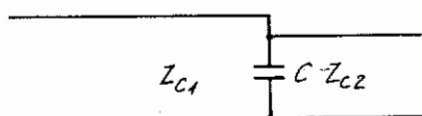


HÌNH 3.35a



HÌNH 3.35b

Cả hai trường hợp này và trong trường hợp đồng thời thay đổi cả a và b đều có thể biểu diễn như hai đoạn đường truyền có trở sóng đặc tính khác nhau $Z_{c1} \neq Z_{c2}$ nối với nhau. Tại tiết diện nối có mắc một điện dung C song song (hình 3.36).



HÌNH 3.36

Sự tồn tại của điện dung C chính là phản ánh tác dụng của trường bậc cao tại chỗ bất đồng nhất của tiết diện đột biến. Việc tính toán giá trị cụ thể của điện dung C này với các trường hợp đột biến cụ thể cho trong tài liệu [8].

§ 3.6. CÁC LOẠI CHUYỂN TIẾP

Để ghép nối các loại đường truyền khác nhau với các dạng sóng làm việc thích hợp trong tuyến siêu cao tần người ta dùng các phần tử chuyển tiếp. Ta hãy xét một số loại chuyển tiếp phổ biến trong kỹ thuật siêu cao như: chuyển tiếp từ đường dây đồng trục sang ống dẫn sóng tròn và chữ nhật, chuyển tiếp từ dây đồng trục sang mạch dải, chuyển tiếp từ ống dẫn sóng chữ nhật sang ống dẫn sóng tròn. Chúng là mạng 4 cực siêu cao.

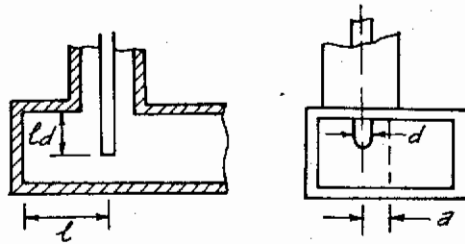
a) Chuyển tiếp dạng đồng trục ống dẫn sóng

Chuyển tiếp loại này có 2 loại chính:

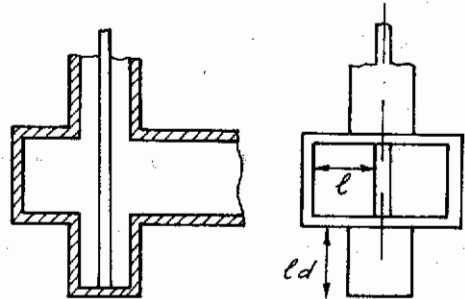
1. Chuyển tiếp từ ống đồng trục hay cáp đồng trục sang ống dẫn sóng chữ nhật

Nó dùng để truyền năng lượng siêu cao tần trong ống đồng trục với sóng ngang TEM sang ống dẫn sóng chữ nhật với sóng cơ bản H_{10} hay ngược lại. Tùy theo yêu cầu về công suất và dải tần mà dạng chuyển tiếp này có cấu tạo khác nhau như dạng que dò, dạng Slâyphơ, dạng có thanh ngang hay dạng cúc áo (hình 3.37, 3.38, 3.39, 3.40).

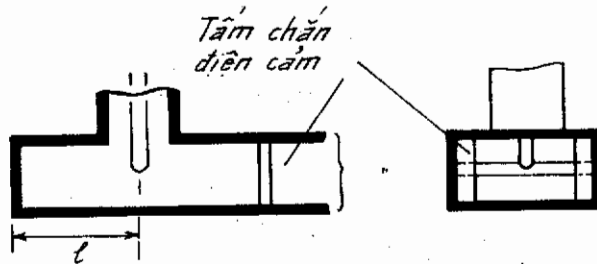
HÌNH 3.37



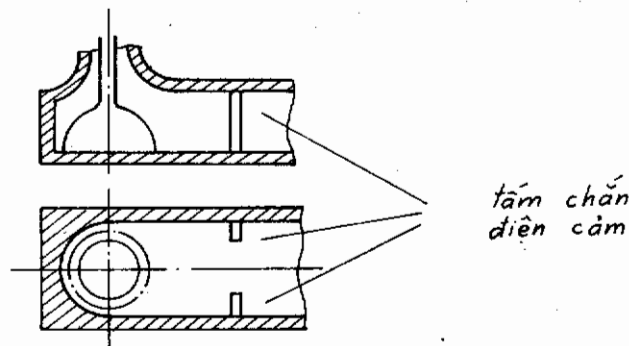
HÌNH 3.38



HÌNH 3.39



HÌNH 3.40



Đối với loại chuyển tiếp dạng que dò (hình 3.37) việc phối hợp giữa 2 loại ống dẫn sóng được bảo đảm bởi chọn thích hợp chiều dài của que dò l_0 và khoảng cách từ que dò đến thành ngăn mạch của ống dẫn sóng l . Để mở rộng dải tần việc phối hợp được thực hiện bằng cách tăng đường kính d của que dò và việc chọn cả độ lệch a của que dò. Khi chọn các khoảng cách và kích thước trên một cách tỉ mỉ, loại chuyển tiếp dạng que dò này phải đảm bảo phối hợp được trong dải tần cỡ đến $15 \div 20\%$ với hệ số sóng chạy $K_{ch} \geq 0,95$. Nhược điểm của loại chuyển tiếp dạng que dò là làm giảm độ bền điện do tập trung đường sức điện trường E ở đầu của que dò.

Khắc phục nhược điểm trên người ta làm chuyển tiếp dạng Sláypơ như hình 3.38.

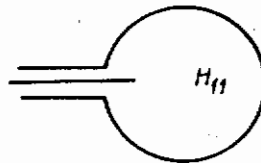
Khi chọn cẩn thận các kích thước l và chiều dài đoạn Slâyphơ l_d thì dải tần công tác tương đối cũng chỉ đạt đến khoảng 7%.

Để đạt được sự phối hợp tốt đồng thời tăng độ bền điện người ta còn có chuyển tiếp dạng có thanh ngang (hình 3.39) được bổ sung bằng một tấm chắn điện cảm. Dạng chuyển tiếp này có thể đạt được trong dải tần tương đối đến 15% hoặc cực đại đến 20% khi hệ số sóng chạy $K_{ch} \geq 0,95$. Khi truyền công suất lớn và để có độ bền điện cao ta dùng chuyển tiếp dạng cúc áo (hình 3.40). Trong dạng chuyển tiếp đồng trục ống dẫn sóng này cần phải chọn một cách rất tỉ mỉ dạng của dây dẫn chỗ chuyển tiếp và bổ sung bằng tấm chắn điện cảm. Dạng chuyển tiếp này được dùng để dẫn năng lượng từ đèn dao động manhetron ra tuyến siêu cao.

2. Chuyển tiếp từ ống đồng trục sang ống sóng tròn

Để kích thích sóng trong ống dẫn sóng tròn dạng sóng cơ bản H_{11} từ đường dây đồng trục, ta dùng bộ chuyển tiếp đồng trục ống dẫn sóng tròn như hình 3.41.

HÌNH 3.41

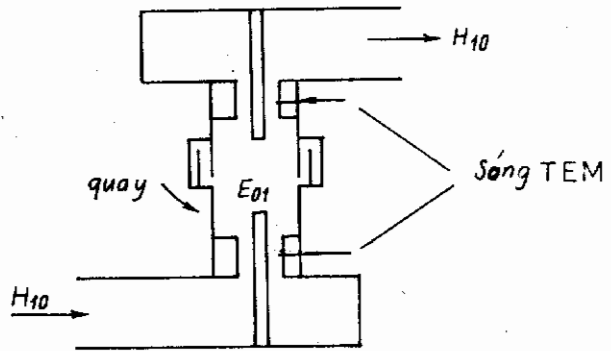


Ở đây lõi của dây đồng trục kéo dài ra thành một que dò đặt song song với đường sức điện trường của sóng H_{11} trong ống dẫn sóng tròn.

Để kích thích sóng E_{01} trong ống dẫn sóng tròn từ dây đồng trục, ta dùng dạng chuyển tiếp dạng như hình 3.42.



HÌNH 3.42



HÌNH 3.43

Lõi giữa của dây đồng trục kéo dài ra tạo thành cái dò đặt song song với trục của ống dẫn sóng tròn và song song với đường sức điện trường của sóng E_{01} .

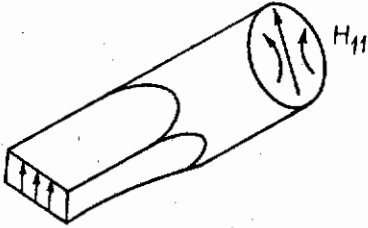
Loại chuyển tiếp này được sử dụng trong các khớp quay anten đài radar. Một trong các dạng khớp quay anten đài radar như ở hình 3.43.

b) Chuyển tiếp dạng ống dẫn sóng chữ nhật - ống dẫn sóng tròn

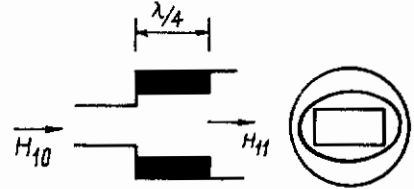
Để kích thích sóng cơ bản H_{11} trong ống dẫn sóng tròn từ sóng cơ bản H_{10} trong ống dẫn sóng chữ nhật người ta dùng chuyển tiếp từ từ như ở hình 3.44. Ở loại chuyển tiếp này tiết diện ngang của nó biến dạng dần đều từ tiết diện chữ nhật sang tròn.

Để tránh phản xạ trong một dải tần thì chiều dài của chuyển tiếp phải lớn hơn bước sóng trong ống dẫn sóng.

Một dạng chuyển tiếp khác từ ống sóng chữ nhật sang ống sóng tròn với sóng cơ bản H_{11} và H_{10} chắc chắn hơn về mặt cơ khí có dạng như hình 3.45. Tiết diện chữ nhật chuyển sang tiết diện tròn được thực hiện qua một đoạn biến áp $\frac{\lambda}{4}$ có tiết diện hình oval.



HÌNH 3.44

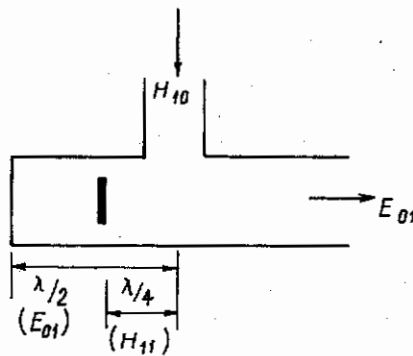


HÌNH 3.45

Để kích thích sóng E_{01} trong ống dẫn sóng tròn từ sóng H_{10} ở trong ống sóng chữ nhật ta dùng chuyển tiếp dạng như hình 3.46.

Trong loại chuyển tiếp này ống dẫn sóng chữ nhật nối với ống dẫn sóng tròn qua tiết diện của ống chữ nhật. Một đầu của ống sóng tròn được ngắn mạch có độ dài $\frac{\lambda}{2}$ so với bước sóng của sóng E_{01} trong ống sóng trên tính từ tâm chỗ nối với ống sóng chữ nhật.

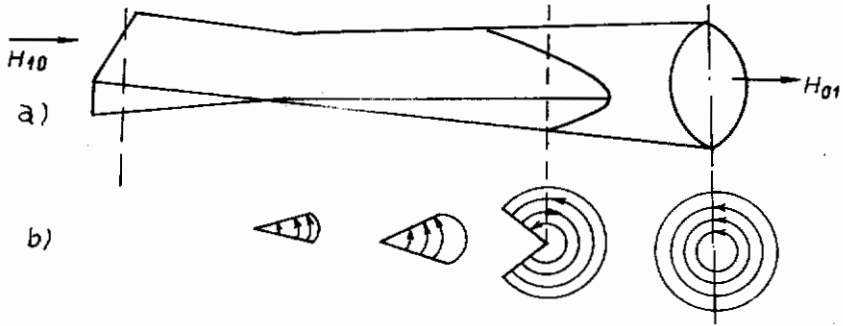
Để lọc sóng không mong muốn là H_{11} trong ống dẫn sóng tròn, trong đoạn nối tắt của ống sóng tròn ta đặt một xuyên kim loại mỏng, chu vi của xuyên gần với bước sóng λ_0 trong không gian tự do. Vị trí của xuyên đặt cách tâm lỗ ghép một khoảng $\frac{\lambda}{4}$ bước sóng của sóng H_{11} . Xuyên cộng hưởng này tác dụng lên sóng H_{11} như một đoạn ngắn mạch. Đối với sóng E_{01} đường sức điện trường E vuông góc với xuyên nên nó không bị ảnh hưởng.



HÌNH 3.46

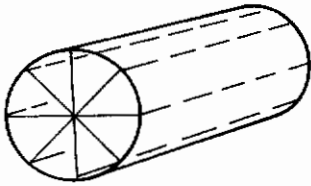
Việc kích thích sóng H_{01} trong ống dẫn sóng tròn từ sóng H_{10} trong ống sóng chữ nhật được thực hiện bởi chuyển tiếp từ từ (hình 3.47a). Trong dạng chuyển tiếp này tiết diện ngang của nó được biến dạng từ dạng chữ nhật sang tròn nhưng đảm bảo cho đường sức điện trường biến chuyển dần từ thẳng sang dạng đồng tâm với trục. Các hình ở 3.47b mô tả sự biến dạng dần tiết diện ngang và đường sức điện trường của sóng tương ứng.

Có một dạng chuyển tiếp từ sóng H_{10} trong ống sóng chữ nhật sang sóng H_{01} trong ống sóng tròn sử dụng cầu T-kép (trong tài liệu [6]).



HÌNH 3.47

Vì sóng dạng H_{01} là bậc cao, nên muốn có nó ta phải dùng một bộ lọc bỏ các dạng sóng bậc thấp hơn chẳng hạn như lọc sóng E_{01} . Bộ lọc như vậy gọi là bộ lọc dạng sóng. Một dạng bộ lọc như vậy được vẽ ở hình 3.48. Nó chính là 1 đoạn ống dẫn sóng tròn bên trong có đặt các phiến mỏng kim loại theo phương bán kính giống như hoa khế.



HÌNH 3.48



HÌNH 3.49

Một dạng bộ lọc dạng sóng khác vẽ ở hình 3.49. Trong bộ lọc này có xếp các khe tròn hẹp song song chạy vòng quanh ống sóng tròn. Khe này sẽ làm cho các sóng bậc thấp như H_{11} và E_{01} bức xạ qua khe ra ngoài, còn sóng H_{01} truyền bên trong ống sóng.

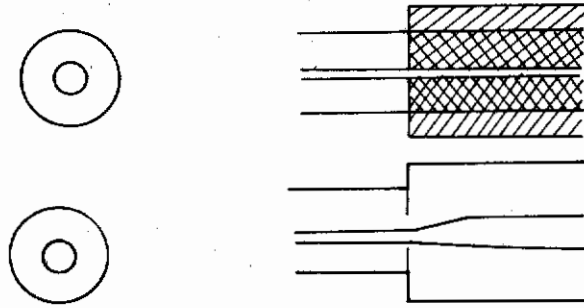
c) Chuyển tiếp loại đồng trục - mạch dải

Có hai kiểu chuyển tiếp từ dây đồng trục sang mạch dải tùy theo cách ghép kiểu cùng trục hay vuông góc.

Hình 3.50 vẽ một dạng chuyển tiếp cùng trục từ dây đồng trục sang mạch dải

đối xứng. Ở đây đường kính ngoài của dây đồng trục chọn gần bằng khoảng cách giữa 2 bản đất của mạch dải. Để tránh phản xạ, chỗ nối của lõi giữa dây đồng trục và bản giữa mạch dải làm dạng vát.

HÌNH 3.50



Một dạng chuyển tiếp từ dây đồng trục sang mạch dải không đối xứng vẽ ở hình 3.51 kiểu nối vuông góc.



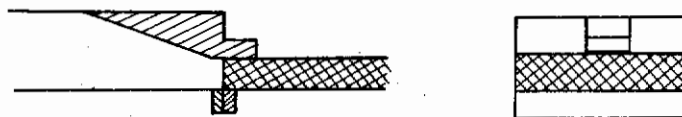
HÌNH 3.51

Đường kính của que dò ghép đi qua để điện môi, kích thước lỗ trên bản đất của mạch dải ghép với dây đồng trục và chiều dài đoạn ngắn mạch trên mạch dải được chọn một cách thích hợp.

d) Chuyển tiếp ống dẫn sóng - mạch dải

Việc truyền năng lượng siêu cao từ ống dẫn sóng chữ nhật sang mạch dải hoặc ngược lại được thực hiện qua chuyển tiếp ống sóng - mạch dải.

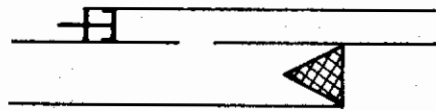
Trên hình 3.52 vẽ một dạng của chuyển tiếp từ ống dẫn sóng chữ nhật sang mạch dải không đối xứng. Ở dạng chuyển tiếp này một thành rộng của ống sóng chữ nhật kéo dài ra và ghép chung với bản đất của mạch dải. Còn thành đối diện qua đoạn chuyển đổi từ từ hay nhảy bậc dạng ống sóng hình Π để ghép với dải kim loại của mạch dải. Loại chuyển tiếp này cho ta sự phối hợp trong dải tần rộng.



HÌNH 3.52

Một dạng chuyển tiếp khác từ ống dẫn sóng chữ nhật sang mạch dải không đối xứng khi chỉ cần trích một phần năng lượng từ ống sóng được vẽ ở hình 3.53. Ở đây năng lượng từ ống dẫn sóng chữ nhật qua lỗ ghép trên để chung vào mạch dải. Việc

phối hợp được thực hiện bởi pittông ngắn mạch đặt trên mạch dài. Để tránh phản xạ ở cuối ống dẫn sóng chữ nhật có đặt tải hấp thụ.



HÌNH 3.53

Trong thực tế kỹ thuật còn có nhiều dạng chuyển tiếp từ đồng trục và ống sóng chữ nhật sang mạch dài khác (xem trong tài liệu [7]).

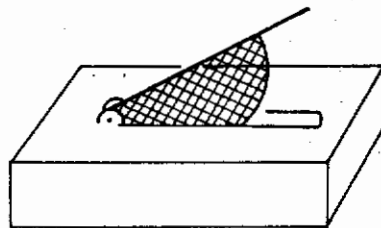
§ 3.7. CÁC BỘ SUY GIẢM

Chúng ta hãy nghiên cứu một loại mạng 4 cực siêu cao tần khác là các bộ suy giảm. Đó là các phần tử 4 cực siêu cao khi sóng điện từ đi qua nó bị giảm đi một phần năng lượng ở đầu ra so với đầu vào. Các bộ suy giảm được lắp ở đầu ra của máy phát và tuyến siêu cao hoặc để đo đạc trong các thiết bị đo lường. Người ta chia làm ba loại suy giảm: suy giảm kiểu hấp thụ, suy giảm loại tối hạn, và suy giảm có điều khiển điện.

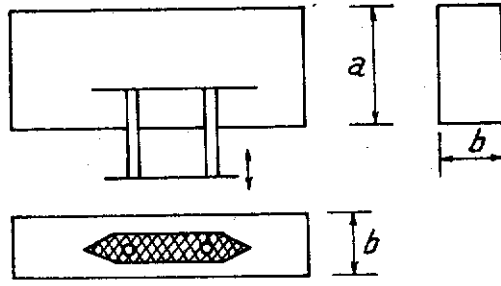
a) Suy giảm kiểu hấp thụ

Bộ suy giảm kiểu hấp thụ gồm một đoạn ống dẫn sóng chữ nhật, bên trong nó được đưa vào một bản hấp thụ năng lượng điện từ trường. Bản hấp thụ này có thể là điện môi được kim loại hóa. Tùy theo vị trí đặt tấm hấp thụ mà ta đạt được mức độ khác nhau về suy giảm năng lượng siêu cao tần. Hình 3.54 vẽ một bộ suy giảm hấp thụ kiểu dao cầu. Mức độ suy giảm lớn nhất đạt được khi tấm hấp thụ đưa vào hết theo khe hẹp dọc ở giữa thành rộng ống dẫn sóng chữ nhật.

Hình 3.55 vẽ một bộ suy giảm hấp thụ khác. Ở đây tấm hấp thụ đưa vào trong ống dẫn sóng với 2 thanh đỡ xuyên qua thành hẹp ống dẫn sóng. Độ suy giảm lớn nhất khi tấm hấp thụ ở vị trí giữa ống dẫn sóng có điện trường cực đại. Để tránh phản xạ các bản hấp thụ được vát nhọn hai đầu.



HÌNH 3.54



HÌNH 3.55

Các bộ suy giảm kiểu hấp thụ có ưu điểm là cấu trúc đơn giản, phân xạ ít. Tuy nhiên chúng có nhược điểm là độ suy giảm không lớn quá 50dB và rất nhạy đối với tần số. Do đó với các tần số khác nhau phải lấy chuẩn cho từng tần số.

b) Suy giảm tới hạn

Nguyên tắc làm việc của bộ suy giảm tới hạn là sự suy giảm cường độ trường theo hàm mũ trong ống dẫn sóng có kích thước sao cho bước sóng tới hạn của dạng sóng đã chọn nhỏ hơn bước sóng công tác. Từ chương I ta đã có biểu thức:

$$\frac{1}{\lambda_{th}^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}$$

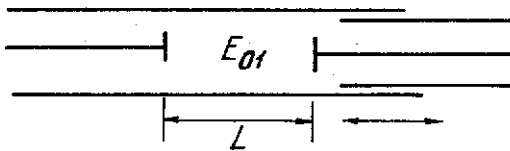
nếu $\lambda > \lambda_{th}$ thì λ_1 là số ảo, sóng trong ống dẫn sóng không lan truyền được mà bị suy giảm theo hàm mũ với hệ số suy giảm α theo hệ thức:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2 - 1}$$

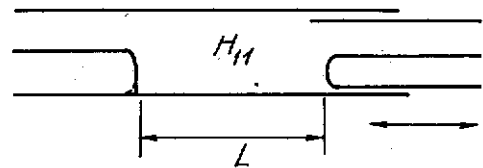
khi $\lambda \gg \lambda_{th}$ thì ta có:

$$\alpha \approx \frac{2\pi}{\lambda_{th}}$$

Nghĩa là độ suy giảm không phụ thuộc vào tần số. Trên hình 3.56 và 3.57 mô tả cấu tạo của 2 bộ suy giảm tới hạn làm việc với dạng sóng E_{01} và H_{11} trong ống dẫn sóng tròn. Ở đây việc thay đổi độ suy giảm được thực hiện bằng cách thay đổi chiều dài đoạn ống dẫn sóng tròn làm việc với các dạng sóng E_{01} và H_{11} trong chế độ ngoài tới hạn. Sự thay đổi chiều dài L của ống dẫn sóng tròn được thực hiện bằng cách dịch chuyển ống sóng đồng trục lồng vào trong ống tròn nhờ cơ cấu cơ khí. Việc kích thích sóng E_{01} trong ống sóng tròn nhờ lõi giữa ống đồng trục có dạng đĩa, còn với sóng H_{11} thì dùng vòng ghép.



HÌNH 3.56



HÌNH 3.57

Các bộ suy giảm tới hạn có ưu điểm là độ suy giảm thay đổi trong phạm vi lớn chịu được công suất lớn, khi chọn độ suy giảm thay đổi tuyến tính theo chiều dài L tốt. Do đó chúng được dùng làm các bộ suy giảm chuẩn. Nhược điểm của chúng là gây ra phản xạ lớn do bất đồng nhất. Để giảm phản xạ người ta dùng các phần tử phối hợp ở 2 đầu như là các điện trở hay đĩa điện môi.

Ngoài 2 loại trên trong kỹ thuật còn sử dụng các bộ suy giảm có điều khiển điện. Người ta lợi dụng tính chất đặc biệt của ferít bị từ hóa trong từ trường không đổi để tạo ra các bộ suy giảm không thuận nghịch gọi là các bộ van (như van cộng hưởng, van xê dịch trường, được trình bày trong mục § 3.12). Ngoài ra còn dùng các diốt loại PIN tạo ra các bộ suy giảm có thể điều khiển điện khi thay đổi thiên áp cho các diốt trên. [7]

§ 3.8. CÁC BỘ QUAY PHA

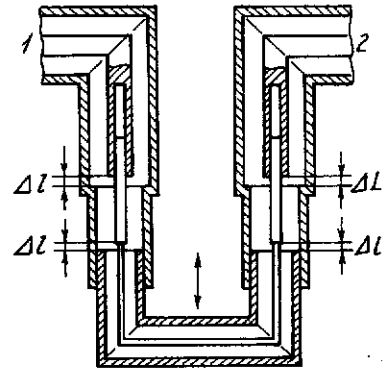
Một dạng khác của mạng 4 cực là các bộ quay pha. Các bộ quay pha được sử dụng nhiều trong tuyến siêu cao và trong các thiết bị đo lường.

Bộ quay pha đơn giản cố định chính là một đoạn đường truyền đồng nhất có chiều dài l sẽ cho một bộ quay pha cố định với góc pha.

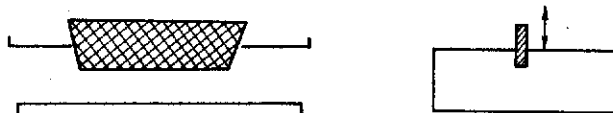
$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda} l$$

Chúng ta quan tâm chủ yếu đến các bộ quay pha có góc pha biến đổi được. Một bộ quay pha biến đổi đơn giản thực hiện trên ống sóng đồng trục khi thay đổi chiều dài l của bộ quay pha (hình 3.58). Ở đây các ống đồng trục được lồng vào nhau.

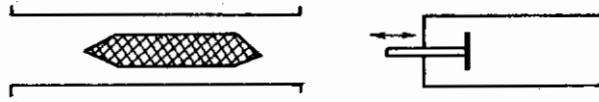
Để giảm phản xạ ở các chỗ ghép nối ta tạo ra các ống sóng bảo đảm có trở sóng gần bằng nhau, một số bộ quay pha biến đổi khác làm việc dựa trên sự thay đổi hằng số pha của sóng khi đưa vào trong ống dẫn sóng chữ nhật một bản điện môi mỏng, song song với đường sức điện trường của sóng H_{10} . Bản điện môi đưa vào có tác dụng giữ chậm sóng và tạo ra sự quay pha ở lối ra của bộ quay pha. Bản điện môi mảnh có thể được đưa vào trong ống sóng qua khe hẹp xê dọc ở giữa thành rộng (hình 3.59) hoặc dịch chuyển song song với thành hẹp của ống dẫn sóng qua thanh giữ xuyên qua thành này (hình 3.60). Về cấu tạo tương tự như các bộ suy giảm ở hình 3.54 và 3.55.



HÌNH 3.58



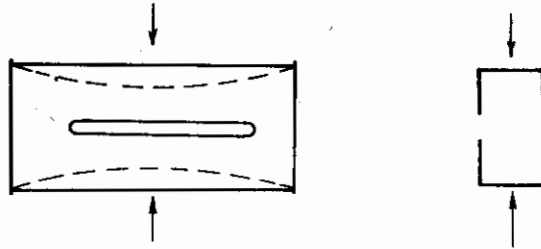
HÌNH 3.59



HÌNH 3.60

Để giảm phản xạ, các đầu của bản điện môi được vót nhọn.

Người ta còn tạo ra bộ quay pha biến đổi bằng cách làm thay đổi bước sóng tới hạn của sóng H_{10} trong ống sóng chữ nhật. Đoạn ống sóng chữ nhật làm từ kim loại đàn hồi, trên thành rộng đối diện có xẻ 2 khe hẹp dọc ở giữa (hình 3.61). Nếu từ 2 thành hẹp của ống sóng tác dụng 2 lực nén làm thay đổi độ rộng a của ống sóng và như vậy $\lambda_{10} = 2a$ của sóng H_{10} cũng thay đổi và tạo ra bộ quay pha biến đổi.



HÌNH 3.61

Tất cả những bộ quay pha trên đều có mức độ quay pha như nhau không phụ thuộc vào chiều truyền sóng. Các bộ quay pha trên gọi là các bộ quay pha thuận nghịch.

Người ta sử dụng tính chất đặc biệt của ferít bị từ hoá trong từ trường không đổi để tạo ra các bộ quay pha theo chiều truyền sóng gọi là các bộ quay pha không thuận nghịch. Trong mục các phần tử có ferít ở siêu cao § 3.12 sẽ trình bày kỹ các bộ quay pha này.

Một bộ quay pha khác làm việc dựa trên sự quay mặt phẳng phân cực được trình bày kỹ trong tài liệu [3].

§ 3.9. MẠNG 6 CỰC

Các mạng 6 cực được dùng khá nhiều trong tuyến siêu cao như khi phân nhánh công suất đường truyền dùng trong khi phối hợp trở kháng, phân đường tần số v.v... trong mục này ta xét các tính chất chung của mạng 6 cực rồi từ đó nghiên cứu một số dạng cụ thể của mạng 6 cực như: chạc 3 chữ T kiểu E, H, chạc 3 chữ T kiểu đồng trục, chạc 3 chữ Y đối xứng và các ứng dụng của chúng.

a) Tính chất chung

Ta giới hạn nghiên cứu các mạng 6 cực siêu cao không tổn hao năng lượng. Với các mạng 6 cực không tổn hao năng lượng thì từ mục § 3.2 mà trận tán xạ $[S]$ của nó là Unitar. Tức là:

$$[S]^H [S] = [I]$$

Vì mạng 6 cực là thuận nghịch nên ma trận $[S]$ đối xứng qua đường chéo chính tức:

$$[S]^T = [S]$$

Do đó: $[S]^H = ([S]^*)^T = [S]^*$

Ta có: $[S]^*[S] = [I]$

hay: $[S]^* = [S]^{-1}$

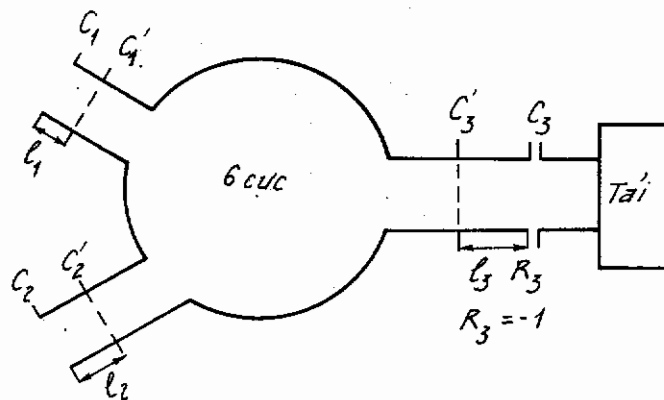
Viết dạng đầy đủ của biểu thức trên được:

$$\begin{bmatrix} S_{11}^* & S_{12}^* & S_{13}^* \\ S_{12}^* & S_{22}^* & S_{23}^* \\ S_{13}^* & S_{23}^* & S_{33}^* \end{bmatrix} = \frac{1}{\det[S]} \begin{bmatrix} A_{11} & A_{21} & A_{31} \\ A_{12} & A_{22} & A_{32} \\ A_{13} & A_{23} & A_{33} \end{bmatrix} \quad (3.9.1)$$

ở đây các A_{pj} là các phần phụ đại số của các yếu tố tương ứng S_{pj} của ma trận $[S]$. Nó được tính bởi tích của định thức con ứng với các yếu tố S_{pj} của $[S]$ nhân với thừa số dấu $(-1)^{p+j}$ (Phụ lục VI).

1. Các mặt chính

Ta có một mạng 6 cực siêu cao tùy ý. Giả sử tại nhánh thứ ba ta lắp một tải có hệ số phản xạ là R_3 (hình 3.62).



HÌNH 3.62

Ta có quan hệ giữa các sóng tới và sóng phản xạ của mạng 6 cực ở các mặt cuối C là:

$$[b] = [S] [a]$$

và quan hệ giữa chúng với R_3 :

$$a_3 = R_3 \cdot b_3 \quad (3.9.2)$$

Khi khử b_3 và a_3 từ các phương trình trên ta rút ra được quan hệ giữa các sóng tới và phản xạ tại mặt cuối C_1, C_2 của mạng 4 cực được tạo thành từ mạng 6 cực:

$$b_1 = \left(S_{11} + \frac{S_{13}^2 R_3}{1 - R_3 S_{33}} \right) a_1 + \left(S_{12} + \frac{S_{13} S_{23} R_3}{1 - R_3 S_{33}} \right) a_2$$

$$b_2 = \left(S_{12} + \frac{S_{23}S_{13}R_3}{1 - R_3S_{33}} \right) a_1 + \left(S_{22} + \frac{S_{23}^2R_3}{1 - R_3S_{33}} \right) a_2$$

ma trận tán xạ của mạng 4 cực mới là:

$$[S_4] = \frac{1}{1 - R_3S_{33}} \begin{bmatrix} S_{11} + R_3(S_{13}^2 - S_{11}S_{33}); S_{12} + R_3(S_{13}S_{23} - S_{12}S_{33}) \\ S_{12} + R_3(S_{13}S_{23} - S_{12}S_{33}); S_{22} + R_3(S_{23}^2 - S_{22}S_{33}) \end{bmatrix}$$

hay từ (3.9.1) ta có:

$$[S_4] = \frac{1}{1 - R_3S_{33}} \begin{bmatrix} S_{11} - R_3S_{22}^* \det[S]; S_{12} + R_3S_{12}^* \det[S] \\ S_{12} + R_3S_{12}^* \det[S]; S_{22} - R_3S_{11}^* \det[S] \end{bmatrix} \quad (3.9.3)$$

Ta lưu ý rằng ở đây các phần phụ đại số A_{pq} có dạng:

$$\begin{aligned} A_{11} &= \det [S] \quad S_{11}^* = S_{22}S_{33} - S_{23}^2 \\ A_{21} &= A_{12} = \det [S] \quad S_{12}^* = S_{13}S_{23} - S_{12}S_{33} \\ A_{31} &= A_{13} = \det [S] \quad S_{13}^* = S_{12}S_{23} - S_{13}S_{22} \\ A_{32} &= A_{23} = \det [S] \quad S_{23}^* = S_{12}S_{13} - S_{11}S_{23} \\ A_{22} &= \det [S] \quad S_{22}^* = S_{11}S_{33} - S_{13}^2 \\ A_{33} &= \det [S] \quad S_{33}^* = S_{11}S_{22} - S_{12}^2 \end{aligned} \quad (3.9.4)$$

Từ (3.9.3) ta nhận thấy rằng có thể chọn tải sao cho 2 nhánh 1 và 2 cách ly hoàn toàn nếu thực hiện được điều kiện sau:

$$S_{12} + R_3 S_{12}^* \det [S] = 0$$

suy ra:
$$R_3 = -\frac{S_{12}}{\det[S] S_{12}^*} \quad (3.9.5)$$

Vì mạng 6 cực là không tiêu hao, nên môđun định thức ma trận tán xạ $|\det[S]| = 1$ và $|S_{12}| = |S_{12}^*|$ nên ta có:

$$|R_3| = 1 \quad (3.9.6)$$

Ta có thể dễ dàng chọn tải R_3 thỏa mãn điều kiện (3.9.6) bằng cách đặt một pittông ngắn mạch có hệ số phản xạ -1 vào trong nhánh 3 cách mặt cuối C_3 một khoảng l_3 về phía 6 cực. Chiều dài l_3 được chọn sao cho thỏa mãn pha của điều kiện (3.9.5).

Ta gọi ψ_3 là góc pha tính từ mặt cuối C_3 đến chỗ đặt pittông ngắn mạch C'_3 thì có:

$$\psi_3 = \frac{2\pi}{\lambda} l_3$$

như vậy tại C'_3 có $R'_3 = -1$ và nó quan hệ với ψ_3 bởi hệ thức:

$$R'_3 = R_3 e^{-2i\psi_3} = -1$$

nên $R_3 = -e^{2i\psi_3}$

và có: $\arg R_3 = 2\psi_3 + \pi$

Từ (3.9.5) ta có:

$$\begin{aligned} \arg R_3 &= \pi + \arg S_{12} - \arg (\det [S]) - \arg S_{12}^* \\ &= 2\arg S_{12} - \arg (\det [S]) + \pi \end{aligned}$$

$$\text{hay: } \psi_3 = \arg S_{12} - \frac{1}{2} \arg (\det [S]) \quad (3.9.7)$$

Từ biểu thức (3.9.3) ta có các hệ số phản xạ tại nhánh 1 và 2 của mạng 4 cực được tạo thành:

$$[S_4]_{11} = R_1 = \frac{1}{1 - R_3 S_{33}} (S_{11} - R_3 S_{22}^* \det [S]) \quad (3.9.8)$$

$$[S_4]_{22} = R_2 = \frac{1}{1 - R_3 S_{33}} (S_{22} - R_3 S_{11}^* \det [S])$$

với điều kiện (3.9.5) và (3.9.4) suy ra được:

$$R_1 = -\frac{\det[S]S_{23}^*}{S_{23}} \quad R_2 = -\frac{\det[S]S_{13}^*}{S_{13}} \quad (3.9.9)$$

So sánh (3.9.8) với (3.9.5) ta thấy các hệ số phản xạ tại các nhánh 1 và 2 của 6 cực có thể được tạo ra tương tự như khi đặt các nút nối tắt tại các nhánh này tại các mặt C'_1 và C'_2 cách mặt cuối C_1 và C_2 một khoảng l_1 và l_2 có góc pha ψ_1 và ψ_2 chọn thoả mãn điều kiện pha của (3.9.9).

Hoàn toàn tương tự như trước ta suy ra được các hệ thức cho ψ_1 và ψ_2

$$\psi_1 = \arg S_{23} - \frac{1}{2} \arg (\det [S])$$

$$\psi_2 = \arg S_{13} - \frac{1}{2} \arg (\det [S]) \quad (3.9.10)$$

$$\text{với } \psi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} l_1, \quad \psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} l_2$$

Các mặt cuối C'_1 , C'_2 , C'_3 gọi là các mặt phẳng chính của mạng 6 cực.

Từ tính đối xứng của các biểu thức (3.9.7) và (3.9.10) có kết luận sau: nếu đặt một nút nối tắt tại một mặt phẳng chính ở một nhánh của mạng 6 cực không tổn hao sẽ làm xuất hiện 2 nút nối tắt khác tại mặt chính ở 2 nhánh kia và các nhánh này hoàn toàn cách li điện nhau.

2. Các mặt đối

Ta hãy tìm xem có thể mắc một tải như thế nào trong một nhánh của mạng 6 cực để cho mạng 4 cực tạo thành được phối hợp, nghĩa là giữa 2 nhánh còn lại của mạng 6 cực hoàn toàn không phản xạ. Chúng ta lại mắc vào nhánh 3 của mạng 6 cực một tải có hệ số phản xạ R_3 . Muốn để mạng 4 cực tạo thành hoàn toàn phối hợp thì phải thoả mãn điều kiện:

$$R_1 = R_2 = 0$$

Từ (3.9.8) suy ra:

$$S_{11} - R_3 S_{22}^* \det[S] = S_{22} - R_3 S_{11}^* \det[S] = 0$$

và được:

$$R_3 = \frac{S_{11}}{S_{22}^* \det[S]} = \frac{S_{22}}{S_{11}^* \det[S]} \quad (3.9.11)$$

Các điều kiện trên được thỏa mãn khi xảy ra:

$$|S_{11}| = |S_{22}| \quad (3.9.12)$$

Điều kiện (3.9.12) có thể thỏa mãn dễ dàng nếu mạng 6 cực có cấu trúc đối xứng hình học đối với nhánh 3.

Khi thỏa mãn điều kiện (3.9.12) thì từ (3.9.11) ta lại có:

$$|R_3| = 1$$

Và điều này xảy ra khi đặt một nút nối tắt tại nhánh thứ 3 ở mặt C'_3 thích hợp cách C_3 một khoảng l_3 có góc pha ψ_3 thỏa mãn điều kiện (3.9.11). Gọi mặt cuối C'_3 này là "mặt đối với mặt chính" của mạng 6 cực.

Như vậy nếu một mạng 6 cực không tổn hao có đối xứng về hình học với một trong các nhánh, thì trong nhánh này có một mặt đối sao cho nếu đặt 1 nút nối tắt trong nó thì 2 nhánh còn lại được phối hợp.

Một câu hỏi được đặt ra với mạng 6 cực không tổn hao là: liệu tất cả các nhánh của mạng 6 cực hoàn toàn phối hợp hay không. Từ tính chất đơn nguyên của ma trận tán xạ $[S]$ ta có thể khẳng định được: ma trận tán xạ dạng sau:

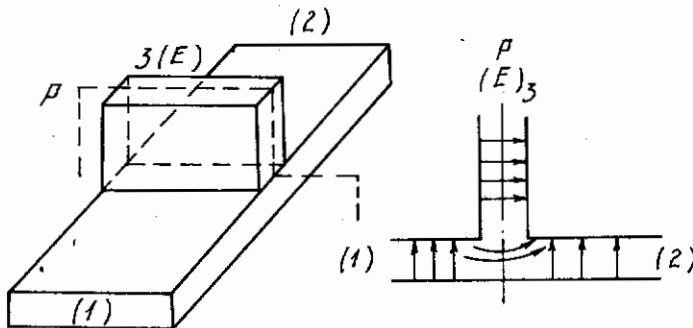
$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & 0 & S_{23} \\ S_{13} & S_{23} & 0 \end{bmatrix}$$

không thể là ma trận Unità được.

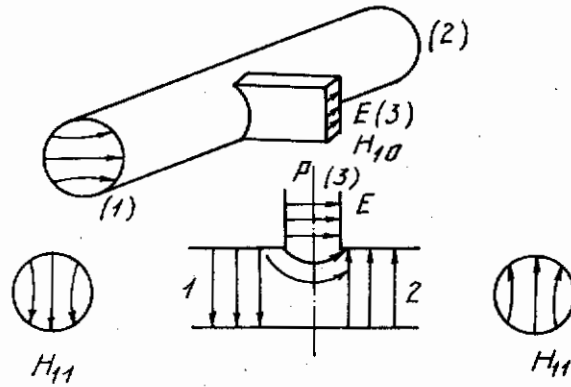
Như vậy không thể có mạng 6 cực không tổn hao hoàn toàn phối hợp.

b) Các chạc ba vuông góc kiểu E, H (3-T-E, 3-T-H)

1. Chạc ba vuông góc kiểu E (hay gọi tắt là 3-T-E) chính là sự phân nhánh của ống dẫn sóng chữ nhật trên thành rộng nối ghép vuông góc tạo thành (hình 3.63). Một đoạn ống dẫn sóng tròn công tác với sóng cơ bản H_{11} được ghép nối với ống dẫn sóng chữ nhật sao cho lỗ ghép có dạng thành rộng ống sóng chữ nhật vuông góc với trục dọc của ống sóng tròn cũng tạo nên một chạc 3 vuông góc kiểu E (hình 3.64).



HÌNH 3.63



HÌNH 3.64

Đường sức cường độ điện trường E của các sóng H_{10} và H_{11} ở các nhánh của chạc 3 vuông góc kiểu E được vẽ ở hình 3.64. Chạc 3 vuông góc E có mặt phẳng đối xứng P đi qua giữa nhánh gọi là nhánh E hay nhánh 3, còn 2 nhánh còn lại gọi là nhánh 1 và 2.

Các chạc 3 vuông góc E trên có tính chất như sau:

- Nếu kích thích sóng H_{10} vào nhánh 3 (nhánh E) thì có 2 sóng ra các nhánh 1 và 2 đồng biên và ngược pha. Đối với 3-T-E ở hình 3.63 thì chúng là các dạng H_{10} , còn với 3-T-E ở hình 3.64 thì có 2 sóng dạng H_{11} .

- Nếu ta đồng thời kích thích 2 sóng H_{10} (với 3-T-E ở hình 3.63) và H_{11} (với 3-T-E ở hình 3.64) vào 2 nhánh 1 và 2 những sóng đồng biên, ngược pha thì ở nhánh E (nhánh 3) cho ra sóng H_{10} .

- Nếu 2 sóng kích thích vào nhánh 1 và 2 là những sóng đồng biên và đồng pha thì ở nhánh E (nhánh 3) không có sóng ra.

Các tính chất trên của một chạc 3 vuông góc kiểu E không tiêu hao thuận nghịch cho ta ma trận tán xạ $[S]$ dạng sau:

$$[S_0] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & S_{11} & -S_{13} \\ S_{13} & -S_{13} & S_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha & \beta & \gamma \\ \beta & \alpha & -\gamma \\ \gamma & -\gamma & \delta \end{bmatrix} \quad (3.9.13)$$

$$\text{với:} \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 = 1 \quad (3.9.14)$$

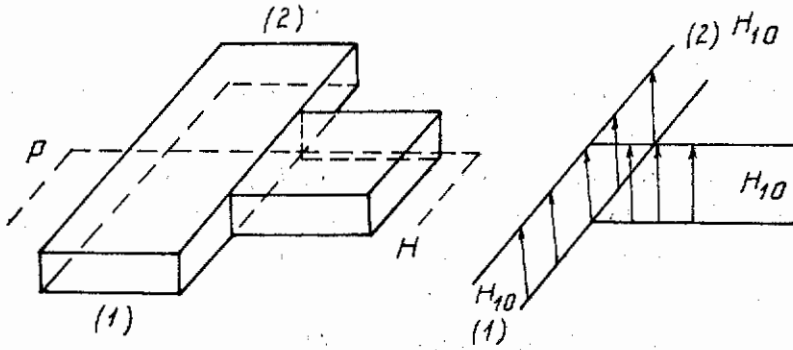
$$2|\gamma|^2 + |\delta|^2 = 1$$

Các chạc 3 vuông góc E trên theo tính chất chung của mạng 6 cực, có 3 mặt chính ở trong 3 nhánh và một mặt đối ở nhánh E.

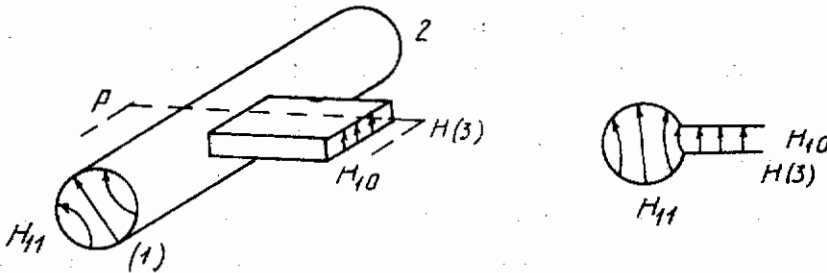
2. Chạc 3 vuông góc kiểu H

Cũng tương tự như 3-T-E, một đoạn ống sóng chữ nhật phân nhánh vuông góc trên thành hẹp tạo nên một chạc 3 vuông góc kiểu H (3-T-H) (hình 3.65). Một đoạn ống dẫn sóng tròn công tác với sóng H_{11} được phân nhánh vuông góc bởi một đoạn ống sóng chữ nhật với sóng H_{10} sao cho thành rộng của ống sóng chữ nhật song song với trục của ống dẫn sóng tròn cũng tạo nên một chạc 3 vuông góc kiểu H (hình

3.66). Các đường sức của điện trường E ở trong các nhánh được vẽ ở hình bên cạnh. Các chạc 3 vuông góc H này đều có một mặt phẳng đối xứng P đi qua giữa nhánh H (nhánh 3) 2 nhánh còn lại gọi là nhánh 1 và 2.



HÌNH 3.65



HÌNH 3.66

Tương tự như 3-T-E các chạc 3 vuông góc H có tính chất sau đây:

- Nếu ta kích thích sóng H_{10} vào nhánh H (nhánh 3) thì ở 2 nhánh 1 và 2 sẽ cho ra những sóng đồng biên, đồng pha dạng H_{10} (với 3-T-H ở hình 3.65) và dạng H_{11} (với 3-T-H ở hình 3.66).
- Ngược lại nếu ta kích thích đồng thời 2 sóng đồng biên đồng pha dạng H_{10} (với 3-T-H hình 3.65) và sóng dạng H_{11} (với 3-T-H hình 3.66) vào 2 nhánh 1 và 2 của chạc 3 vuông góc H thì tại nhánh H (nhánh 3) có sóng ra dạng H_{10} .
- Nếu 2 sóng kích thích vào 2 nhánh trên mà đồng biên nhưng ngược pha thì ở nhánh H của chạc 3 vuông góc H sẽ không có năng lượng sóng ra.

Từ các tính chất trên, các chạc 3 vuông góc kiểu H đối xứng thuận nghịch không tổn hao sẽ có ma trận tán xạ dạng sau:

$$[S_6] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & iS_{13} \\ S_{12} & S_{11} & iS_{13} \\ iS_{13} & iS_{13} & S_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha & \beta & i\gamma \\ \beta & \alpha & i\gamma \\ i\gamma & i\gamma & \delta \end{bmatrix} \quad (3.9.15)$$

$$\text{ở đây: } \begin{aligned} |\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 &= 1 \\ 2|\gamma|^2 + |\delta|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (3.9.16)$$

Sự lệch pha một góc $\frac{\pi}{2}$ giữa nhánh E và nhánh H trong 2 chạc 3 vuông góc kiểu E và H là do sự lệch pha $\frac{\pi}{2}$ giữa các thành phần ngang và dọc J_x và J_z của dòng điện mặt bên trong ống sóng.

Cũng như 3-T-E các 3-T-H ở mỗi nhánh đều có một mặt phẳng chính và trong nhánh H có một mặt phẳng đối.

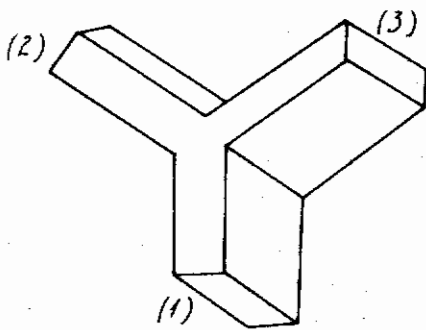
Ta cần lưu ý rằng các chạc 3 vuông góc kiểu E phân nhánh tương tự như kiểu mắc nối tiếp trong đường dây song hành nên gọi chúng là 3-T nối tiếp. Nó có sơ đồ tương đương biểu diễn bằng một đoạn đường truyền mắc nối tiếp vào một đoạn đường truyền khác.

Còn các chạc 3 vuông góc kiểu H phân nhánh tương tự như kiểu mắc song song trong đường dây song hành, nên còn gọi là 3-T song song. Nó có sơ đồ tương đương biểu diễn bằng một đoạn đường truyền mắc song song với một đoạn đường truyền khác.

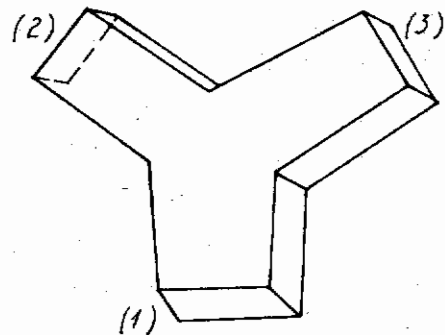
Từ đây ta thấy rằng sự phân nhánh vuông góc trong ống dẫn sóng đồng trục hoặc mạch dải sẽ tạo ra các chạc 3 vuông góc kiểu H. Các chạc 3-T-H này mang đầy đủ các tính chất của 3-T-H ở trên.

c) Các chạc 3 đối xứng dạng chữ Y

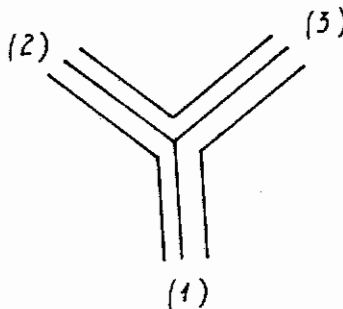
Nếu ống dẫn sóng chữ nhật phân nhánh đối xứng với góc 120° trên thành rộng sẽ tạo ra một chạc 3 đối xứng chữ Y kiểu E (3-Y-E), nếu phân nhánh trên thành hẹp đối xứng với góc 120° thì tạo ra một chạc 3 đối xứng chữ Y kiểu H (3-Y-H). Nếu ống sóng đồng trục hay mạch dải phân nhánh đối xứng với góc 120° thì tạo ra các chạc 3 đối xứng Y kiểu H. Trên hình 3.67, 3.68 và 3.69 cho ta các loại chạc 3 đối xứng trên.



HÌNH 3.67



HÌNH 3.68



HÌNH 3.69

Các chạc 3 chữ Y đối xứng có tính chất giống như tính chất của các chạc 3 vuông góc. Ngoài ra có cấu trúc đối xứng trong cả 3 nhánh và trong mỗi nhánh của 3Y có một "mặt phẳng chính" và "một mặt phẳng đối".

d) Một số ứng dụng của chạc ba

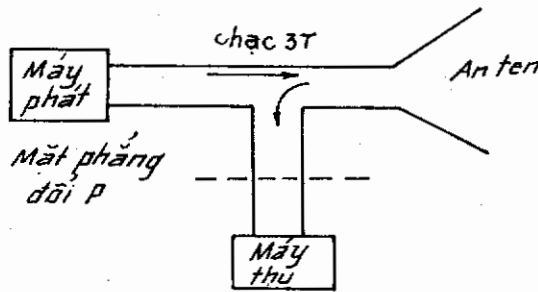
Các bộ chạc 3 vuông góc hay đối xứng kiểu E, H được dùng để lắp ghép trong tuyến siêu cao khi chia công suất, đưa năng lượng ra máy đo, ra anten hay vào máy thu v.v...

Ta nêu ra 2 ví dụ về ứng dụng các chạc 3 này:

1. Chuyển mạch thu phát sóng rada

Trong rada, máy thu và máy phát được nối với một anten chung nhờ một phần tử ghép chạc 3 vuông góc (hình 3.70).

HÌNH 3.70.



Ta cần bảo vệ máy thu để khỏi bị các xung công suất lớn của máy phát làm hỏng. Ta dùng một đèn phóng điện gồm 2 cực rất gần nhau đặt trong một ống thủy tinh có khí áp độ vài mHg.

Đèn này đặt ở phía trước máy thu tại "mặt phẳng đối" ở nhánh thứ 3 của chạc 3T. Khi máy phát làm việc, các xung công suất sẽ làm đèn phóng điện giữa các điện cực tạo ra một nút ngắn mạch trước máy thu bảo vệ được máy thu và do nút ngắn mạch ở "mặt đối" của chạc 3T nên sóng từ máy phát truyền thông suốt ra anten.

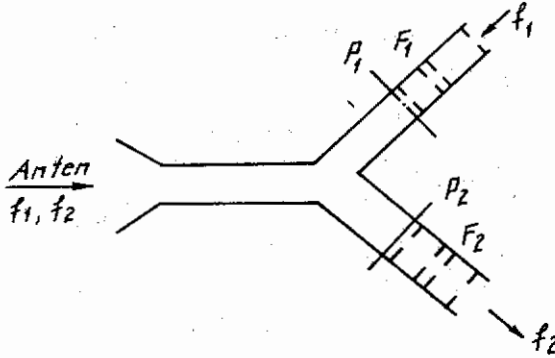
Trong thời gian giữa các xung phát, không có sự phóng điện trong đèn nên đèn cùng các bộ phận phối hợp hình thành một mạng 4 cực trong suốt. Bản thân máy thu cũng phối hợp tốt sẽ thu được các sóng phản xạ từ mục tiêu qua anten vào máy thu. Vì trong nhánh của máy phát không có "mặt đối" và dẫn nạp vào của máy phát không phải là điện kháng thuần, nên máy thu không thể nhận được đầy đủ công suất của xung phản xạ từ mục tiêu trở về. Trong trường hợp này ta nên thường xuyên điều chỉnh bằng thực nghiệm khoảng cách giữa máy phát với đầu nối để nhận được công suất vào máy thu tối đa.

2. Bộ tách các rãnh tần số trong thông tin tiếp sức

Một tuyến thông tin tiếp sức ở siêu cao thường có nhiều rãnh (hay kênh) tần số, mỗi rãnh truyền đi một dải tần khoảng chục megahec (MHz) xung quanh tần số

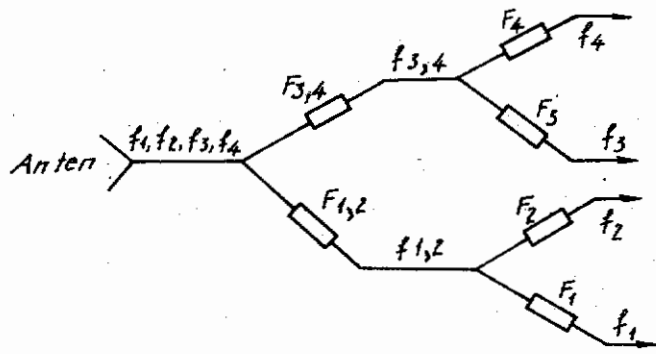
mang cỡ hàng GHz. Các rãnh khác nhau được truyền đi bằng một anten phát duy nhất, tại điểm thu cũng nhận được bằng một anten thu. Sau anten thu ta cần tách riêng các rãnh ra. Hình 3.71 cho ta sơ đồ một bộ tách 2 rãnh tần số mạng f_1 và f_2 khác nhau. Nó gồm có một chạc 3 đối xứng chữ Y và 2 bộ lọc thông dải F_1 và F_2 theo thứ tự cho qua 2 đường 1 và 2. Các tần số f_1 và f_2 cách nhau vừa đủ để cho F_1 ở tần số f_2 thể hiện một nút ngắn mạch trong "mặt đối P_2 " và F_2 ở tần số f_1 cũng thể hiện là một nút ngắn mạch trong mặt đối P_1 ".

Khi đó tần số f_1 sẽ qua bộ lọc F_1 đi vào rãnh 1 còn tần số f_2 sẽ qua bộ lọc F_2 đi vào rãnh 2. Đường 1 với anten là thông suốt với f_1 , đường 2 với anten là thông suốt với f_2 .



HÌNH 3.71

Khi số rãnh cần tách nhiều hơn 2, ta có thể sử dụng nhiều đầu nối chạc 3Y cùng loại nối nhiều tầng với nhau như hình 3.72.



HÌNH 3.72

§ 3.10. CÁC BỘ GHÉP ĐỊNH HƯỚNG

Nói chung mạng càng nhiều cực thì việc nghiên cứu tổng quát càng phức tạp, thông số của nó tăng nhanh theo số cực. Do đó việc nghiên cứu một cách hoàn hảo các tính năng của hệ thống trở nên rất khó khăn. Cho nên chúng ta chỉ giới hạn việc nghiên cứu một số mạng 8 cực hay gặp trong kỹ thuật siêu cao tần như: các bộ ghép định hướng và các bộ cầu siêu cao.

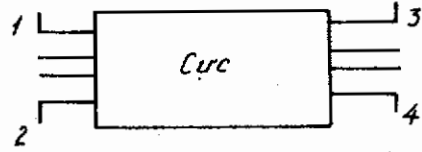
Ta giả thiết rằng các mạng 8 cực này đều không tổn hao năng lượng.

a) Tính chất chung

1. Định nghĩa: cho một mạng 8 cực với các nhánh 1, 2, 3 và 4. Ta nhóm các nhánh trên làm 2 nhóm: nhóm I gồm nhánh 1, 2; nhóm II gồm nhánh 3 và 4. (hình 3.73).

Ta nói rằng mạng 8 cực này là một bộ ghép định hướng, nếu các nhánh của một nhóm hoàn toàn cách ly khi các nhánh của nhóm kia được phối hợp.

Thí dụ nếu ta nối vào 2 nhánh 3 và 4 các tải không phản xạ, cho sóng vào



HÌNH 3.73

nhánh 1 thì không có sóng ra nhánh 2. Ngược lại nếu các nhánh 1 và 2 được nối bởi các tải không phản xạ thì khi truyền sóng vào nhánh 4 sẽ không có sóng ra nhánh 3.

Các điều kiện trên được thể hiện bởi hệ thức:

$$S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43} = 0$$

và ma trận tán xạ của bộ ghép định hướng có dạng:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} & 0 \\ S_{14} & S_{24} & 0 & S_{44} \end{bmatrix} \quad (3.10.1)$$

2. Các tính chất

Các bộ ghép định hướng có ba tính chất sau:

Các hệ số phản xạ của bộ ghép định hướng có cùng modul.

Từ tính chất Unitar của ma trận tán xạ $[S]$ của bộ ghép định hướng (3.10.1) ta có:

$$S_{13} S_{11}^* + S_{33} S_{14}^* = 0$$

$$S_{22} S_{24}^* + S_{24} S_{44}^* = 0$$

$$S_{11} S_{14}^* + S_{14} S_{44}^* = 0$$

Ta suy ra được kết quả:

$$|S_{11}| = |S_{22}| = |S_{33}| = |S_{44}| \quad (3.10.2)$$

Nếu bộ ghép định hướng đối xứng để cho:

$$S_{14} = S_{23} \quad \text{và} \quad S_{13} = S_{24} \quad (3.10.3)$$

thì nó hoàn toàn phối hợp, tức:

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} \quad (3.10.4)$$

Thật vậy, từ (3.10.1) và điều kiện (3.10.2) và (3.10.3) ta có dạng ma trận tán xạ của bộ ghép định hướng là:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & S_{22} & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & S_{33} & 0 \\ S_{14} & S_{13} & 0 & S_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha & 0 & \delta & \gamma \\ 0 & \alpha & \gamma & \delta \\ \delta & \gamma & \alpha & 0 \\ \gamma & \delta & 0 & \alpha \end{bmatrix} \quad (3.10.5)$$

Ta có thể chọn mạng 8 cực đối xứng với các mặt cuối để đạt được các hệ số phản xạ tại các nhánh là thực và dương là α .

Từ tính Unita và đối xứng của ma trận [S] (3.10.5), ta suy ra các định thức con ứng với các số hạng 0 của ma trận [S] (3.10.5) sẽ bằng không. Cụ thể là có:

$$\begin{bmatrix} 0 & \gamma & \delta \\ \delta & \alpha & 0 \\ \gamma & 0 & \alpha \end{bmatrix} = -2\alpha\gamma\delta = 0$$

Suy ra: hoặc $\alpha = 0$, hoặc $\gamma = 0$, hoặc $\delta = 0$. Nếu $\alpha = S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$ thì trùng với (3.10.4).

Còn trường hợp $\gamma = \delta = 0$ ứng với 2 trường hợp mạng 8 cực suy biến thành 2 mạng 4 cực. Rõ ràng là bộ ghép định hướng đối xứng là hoàn toàn phối hợp.

- Ngược lại nếu một mạng 8 cực thuận nghịch hoàn toàn phối hợp là một bộ ghép định hướng.

Ta viết ma trận tán xạ của mạng 8 cực hoàn toàn phối hợp này dạng:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & 0 & S_{23} & S_{24} \\ S_{13} & S_{23} & 0 & S_{34} \\ S_{14} & S_{24} & S_{34} & 0 \end{bmatrix}$$

Vì ma trận là Unita, nên các định thức con ứng với các số hạng 0 sẽ bằng 0. Do đó ta nhận được các hệ thức:

$$\begin{aligned} S_{23} S_{24} S_{34} &= 0 \\ S_{13} S_{14} S_{34} &= 0 \\ S_{12} S_{14} S_{24} &= 0 \\ S_{12} S_{13} S_{23} &= 0 \end{aligned} \quad (3.10.6)$$

Hệ (3.10.6) có 3 nghiệm cặp:

$$(A) \begin{cases} S_{12} = 0 \\ S_{34} = 0 \end{cases} \quad (B) \begin{cases} S_{13} = 0 \\ S_{24} = 0 \end{cases} \quad (C) \begin{cases} S_{14} = 0 \\ S_{23} = 0 \end{cases}$$

3 cặp nghiệm (A), (B) và (C) sẽ cho ta 3 cách tạo ra 3 bộ ghép định hướng khác nhau.

Cặp nghiệm (A) ứng với bộ ghép định hướng theo cách nhóm các nhánh 1, 2 và 3, 4 như ở mục a.

Như vậy ta có ma trận tán xạ của một bộ ghép định hướng hoàn toàn phối hợp dạng:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & 0 & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & 0 & 0 \\ S_{14} & S_{13} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.10.7)$$

với điều kiện:

$$|S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 = 1 \quad (3.10.8)$$

$$S_{13} S_{14}^* + S_{14} S_{13}^* = 0$$

Các tính chất trên là nói với các bộ ghép hoàn toàn lý tưởng. Tuy nhiên các bộ ghép định hướng thực tế bao giờ cũng có sóng ra nhánh cách ly (mặc dù có biên độ rất nhỏ). Để đặc trưng cho chất lượng của bộ ghép định hướng thực, ta dùng 2 khái niệm là hệ số ghép (hay hệ số phân mạch) C và hệ số định hướng D. Chúng được định nghĩa như sau:

Hệ số ghép là tỉ số của biên độ sóng tới trên biên độ sóng ở nhánh ghép tính theo dexibel:

$$C = 20 \lg \left| \frac{a_1}{b_4} \right| \quad (\text{dB}) \quad (3.10.9)$$

Hệ số định hướng là tỉ số biên độ sóng ở nhánh ghép và biên độ sóng ở nhánh cách ly tính theo dexibel:

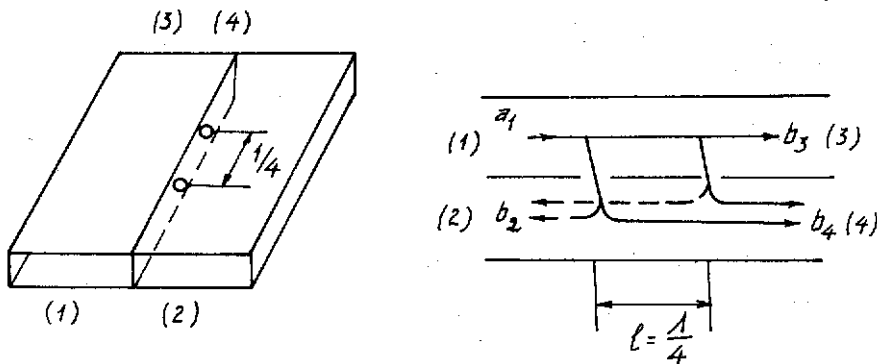
$$D = 20 \lg \left| \frac{b_1}{b_2} \right| \quad (\text{dB}) \quad (3.10.10)$$

ở đây sóng vào ở nhánh 1 và ra ở nhánh 3, còn một phần năng lượng sẽ sang nhánh ghép định hướng 4, và phần xạ sang nhánh cách ly 2.

b) Một số bộ ghép định hướng hay gặp

1. Bộ ghép định hướng thực hiện trên thành hẹp chung

Hình 3.74 mô tả bộ ghép định hướng được thực hiện từ 2 ống dẫn sóng chữ nhật như nhau ghép chung nhau bởi thành hẹp song song. Trên thành hẹp chung này đục 2 lỗ tròn ở giữa và cách nhau một khoảng $l = \frac{\lambda}{4}$ bước sóng công tác.



HÌNH 3.74

Ta hãy xét nguyên tắc công tác của bộ ghép định hướng loại này. Vì 2 lỗ là nhỏ nên sóng cơ bản H_{10} truyền từ nhánh 1 trong ống dẫn sóng chính sẽ kích thích sang đoạn ống sóng ghép về hai phía những sóng đồng biên và đồng pha. Phần lớn năng lượng đi vào nhánh 3, một phần năng lượng qua 2 lỗ rẽ sang nhánh 4 và nhánh 2;

nếu gọi s_0 là hệ số truyền của mỗi lỗ thì sóng vào nhánh 2 và 4 sẽ là tổng của 2 sóng kích thích từ 2 lỗ.

Sóng sang nhánh 4 là:

$$\begin{aligned} b_4 &= a_1 s_0 e^{-i\beta l} + a_1 s_0 e^{-i\beta l} \\ &= 2 a_1 s_0 e^{-i\beta l} \end{aligned}$$

Sóng sang nhánh 2 là (2 đường vẽ nét đứt):

$$\begin{aligned} b_2 &= a_1 s_0 + a_1 s_0 e^{-2i\beta l} \\ &= 2 a_1 s_0 \cos\beta l e^{-i\beta l} \end{aligned}$$

Vì $l = \frac{\lambda}{4}$ nên $\cos\beta l = \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{4} = \cos \frac{\pi}{2} = 0$ nên có $b_4 \neq 0$ và $b_2 = 0$.

Tức là kết quả sóng không rẽ sang nhánh 2 mà đi vào nhánh 4.

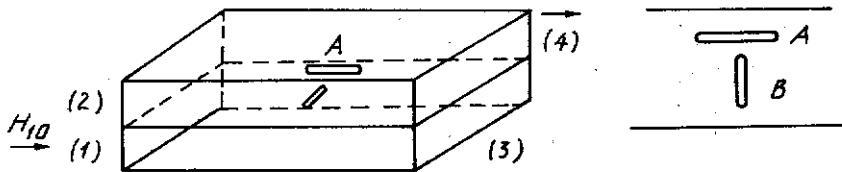
Nhánh 4 gọi là nhánh ghép, còn nhánh 2 gọi là nhánh cách li.

Ta cũng nhận thấy rằng chỉ ở bước sóng trung tâm thực hiện được $l = \frac{\lambda}{4}$, $b_2 = 0$,

còn khi lệch khỏi bước sóng này thì $b_2 \neq 0$ và chất lượng của bộ ghép định hướng giảm, nghĩa là bộ ghép trên có dải tần rất hẹp. Để mở rộng dải tần, ta thực hiện bằng nhiều lỗ trên thành hẹp chung. Kích thước và khoảng cách giữa chúng tuân theo một quy luật nhất định [8].

2. Bộ ghép định hướng có lỗ ghép trên thành rộng chung song song

Trên hình 3.75 vẽ bộ ghép định hướng loại này. Nó bao gồm 2 đoạn ống dẫn sóng chữ nhật như nhau ghép song song có chung thành rộng. Trên thành rộng chung này ta xẻ 2 khe hẹp A và B có dạng hình chữ T. Bộ ghép định hướng kiểu này có tên gọi là bộ ghép định hướng Ribleta.



HÌNH 3.75

Nguyên tắc công tác của bộ ghép định hướng Ribleta như sau: 2 khe hẹp A và B xẻ ở trên thành rộng chung sẽ cắt các dòng điện mặt J_x và J_z . Do đó khe A sẽ kích thích sóng sang ống sóng phụ 2-4 bởi từ trường dọc H_z , còn khe B sẽ kích thích bởi từ trường ngang H_x . Ta chọn vị trí và kích thước của 2 khe A và B thích hợp để cho có quan hệ.

$$H_z = \pm iH_x$$

Nếu ta truyền sóng H_{10} vào nhánh (1) thì phần lớn năng lượng sẽ sang nhánh (3). Một phần năng lượng sóng qua các khe A và B kích thích sóng các nhánh (2) và (4). Do sóng được kích thích bởi khe A và khe B ở nhánh (4) có từ trường đồng pha

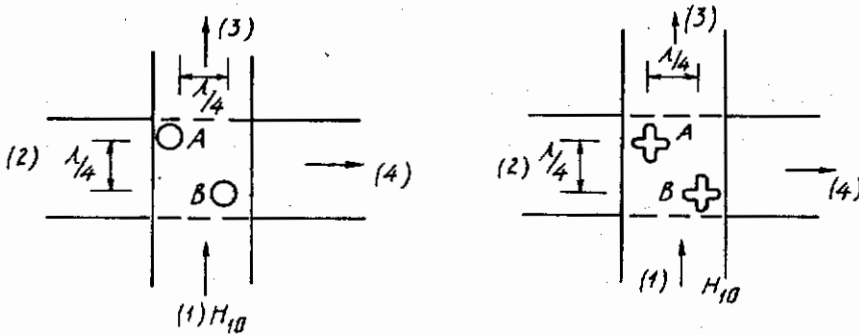
và đồng biên nếu chúng cộng lại, còn ở nhánh (2) các từ trường ngược pha, đồng biên nên triệt tiêu nhau. Kết quả chỉ có sóng sẽ vào nhánh (4) mà không có sóng vào nhánh (2).

3. Bộ ghép định hướng có lỗ trên thành rộng chung vuông góc

Bộ ghép kiểu này được vẽ trên hình 3.76.

Ở đây có 2 đoạn ống dẫn sóng chữ nhật giống nhau ghép chung nhau trên thành rộng nhưng trục của chúng vuông góc với nhau. Trên thành chung đó có đục các lỗ ghép A, B. Tâm các lỗ cách thành hẹp ống sóng một khoảng mà tại đó từ trường sóng H_{10} có phân cực tròn. Khoảng cách giữa 2 tâm lỗ A, B cỡ $\frac{\lambda}{4}$.

Lỗ A, B ở đây có thể là tròn hoặc chữ thập.



HÌNH 3.76

Ta nhận thấy rằng khi truyền sóng cơ bản H_{10} vào nhánh 1, thì tại vị trí lỗ A, từ trường của nó là phân cực tròn quay phải, qua lỗ A sóng được kích thích sang ống dẫn sóng phụ nhìn theo chiều từ (2) sang nhánh (4) thì từ trường của sóng cũng quay phải, nên năng lượng sóng kích thích sẽ đi theo chiều vào nhánh (4). Còn nhìn theo hướng ngược lại từ (4) sang (2) thì tại lỗ (A) từ trường sóng kích thích sẽ là quay trái không phù hợp với chiều quay phân cực của sóng kích thích, nên không có sóng truyền theo hướng này. Vì 2 ống dẫn sóng quay đi 1 góc 90° , nên sóng trong ống sóng phụ chậm pha so với ống sóng chính 1 góc $\frac{\pi}{2}$. Như vậy chỉ riêng một lỗ A bộ ghép cũng có tính định hướng.

Ta xét thêm tại vị trí lỗ B, lúc này từ trường của sóng kích thích ở ống sóng chính là phân cực tròn quay trái, đồng thời đối với sóng được kích thích trong ống dẫn sóng phụ theo chiều từ nhánh (2) sang nhánh (4) từ trường cũng phân cực tròn quay trái, nên sóng truyền theo hướng vào nhánh (4). Còn nhìn theo chiều ngược lại từ (4) \rightarrow (2) thì sóng có từ trường phân cực tròn quay phải, không phù hợp với chiều quay của sóng kích thích, nên sóng không truyền theo hướng sang nhánh (2).

ở đây sóng bị kích thích ở ống sóng phụ qua lỗ B cũng nhanh pha hơn so với sóng kích thích ở ống chính là $\frac{\pi}{2}$.

Như vậy sóng bị kích ở ống sóng phụ tại nhánh (4) sẽ đồng pha (cách nhau 2π)

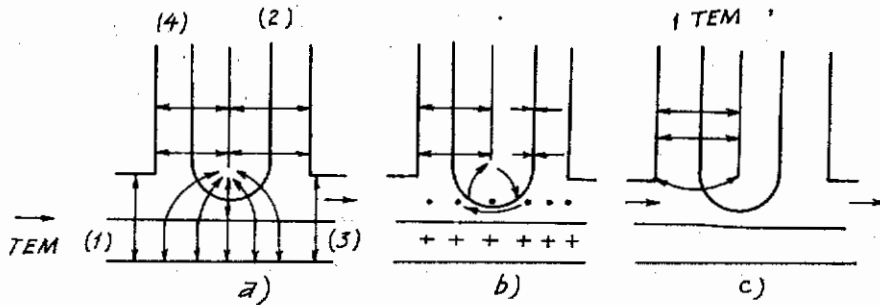
do: lệch pha trên 2 đoạn $\frac{\lambda}{4}$ là π và một sóng sớm pha, một sóng chậm pha $\frac{\pi}{2}$ nên sóng được tăng cường. Tức là có 2 lỗ A và B làm tăng tính định hướng của bộ ghép.

Bộ ghép với 2 lỗ tròn dùng ở dải sóng cm còn bộ ghép với 2 lỗ chữ thập dùng ở dải sóng dm.

Cũng xuất hiện bộ ghép định hướng có một lỗ ghép trên thành rộng chung của 2 ống dẫn sóng chữ nhật nhưng trục của 2 ống sóng lập với nhau 1 góc nào đó. Bộ ghép này gọi là bộ ghép định hướng kiểu Bete. Nó được trình bày trong tài liệu [5]. Ta cũng có bộ ghép định hướng từ 2 đoạn ống dẫn sóng chữ nhật ghép song song trục nhưng thành rộng của ống này ghép với thành hẹp của ống kia. Trên chỗ vách chung ống có xẻ 2 khe hẹp dọc theo trục của ống sóng. Kích thước và vị trí của 2 khe chọn sao cho đạt được tính định hướng của bộ ghép, giải thích nguyên tắc công tác của bộ ghép này được trình bày trong [5]. Bộ ghép này có tên là bộ ghép định hướng Bwinge.

4. Bộ ghép định hướng trên ống đồng trục

Bộ ghép định hướng trên ống dẫn sóng đồng trục có cấu tạo như hình 3.77.



HÌNH 3.77

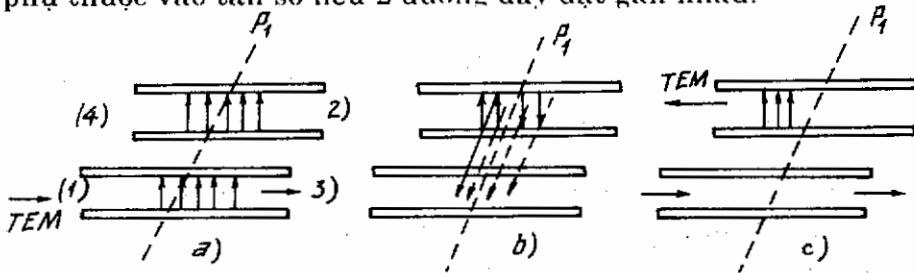
Nguyên tắc công tác của bộ ghép định hướng này như sau: ta truyền sóng TEM vào nhánh 1, tại chỗ ghép giữa ống chính (nhánh 1 và 3) và ống phụ (nhánh 2 và 4) do ghép bằng vòng ghép, nên trong nhánh (2) và (4) điện trường được kích thích qua vòng ghép. Ở nhánh (2) và (4) điện trường có dạng đối xứng nhau (hình 3.77a). Còn từ trường kích thích qua vòng ghép tạo ra điện trường trong ống dẫn sóng phụ (nhánh (2) và nhánh (4)) có dạng phản đối xứng (hình 3.77b). Do đó trường tổng hợp được kích thích tạo ra trong các nhánh (2) và (4) do điện trường và từ trường kích thích trong ống sóng chính sẽ tăng cường trong nhánh (4) và triệt tiêu nhau ở nhánh (2). Sóng TEM chỉ truyền sang nhánh (4), không vào nhánh (2).

5. Bộ ghép định hướng trên đường dây đôi liên kết

Bộ ghép định hướng trên đường dây đôi liên kết làm việc ở dải sóng mét có cấu tạo từ 2 đoạn đường dây đôi đặt song song nhau ở một khoảng cách nhất định có chiều dài nhất định (hình 3.78).

Ta giả sử rằng tại thời điểm t tại mặt phẳng tiết diện P_1 điện trường và từ trường của sóng TEM truyền từ nhánh (1) của đường dây chính có giá trị cực đại.

Do ảnh hưởng của hiệu ứng bờ của điện trường ở đường dây chính 1-3 trong đường dây phụ 4-2 có sóng được kích thích với điện trường đối xứng (vectơ điện trường của nó có cùng hướng theo 2 phía của P_1 , hình 3.78a). Giá trị của cường độ điện trường sẽ không phụ thuộc vào tần số nếu 2 đường dây đặt gần nhau.



HÌNH 3.78

Đồng thời với điện trường thì từ trường trong đường dây chính (đường vẽ nét đứt ở hình 3.78b) cũng sẽ kích thích sóng trong đường dây phụ có điện trường theo phương trình Macxoen:

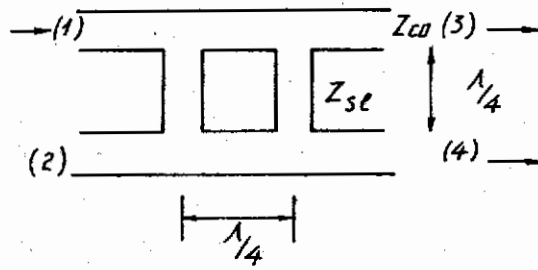
$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Vì tại P_1 từ trường là cực đại nên $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$ nghĩa là tại P_1 điện trường sóng kích thích trong đường dây phụ bằng 0. Về 2 phía của mặt phẳng P_1 điện trường được kích thích bởi từ trường có dạng phản đối xứng (chiều của vectơ \vec{E} ngược nhau hình 3.78b). Như vậy trường tổng hợp được kích thích trong đường dây phụ sẽ cộng với nhau ở phía nhánh (4) và triệt tiêu nhau về phía nhánh (2), năng lượng của sóng TEM sẽ rẽ sang nhánh (4) của đường dây phụ ngược với chiều truyền của nó vào nhánh (1) (hình 3.78c).

6. Các bộ ghép định hướng trên mạch dải

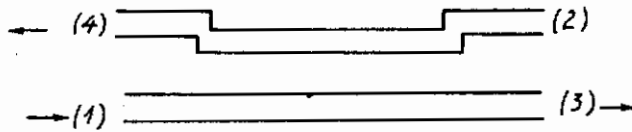
Bộ ghép định hướng thực hiện trên mạch dải thường có 2 dạng là: dạng Slâyphơ và dạng trên đường dây liên kết.

Hình 3.79 cho ta cấu tạo của bộ ghép định hướng dạng Slâyphơ. Trên hình vẽ chỉ thể hiện với dải giữa của mạch dải. Nguyên tắc làm việc của bộ ghép Slâyphơ này hoàn toàn tương tự như bộ ghép định hướng trên ống dẫn sóng với 2 lỗ ghép trên thành hẹp chung song song. Ở đây trở sóng đặc tính của Slâyphơ Z_{Sl} lớn hơn một chút so với trở sóng đặc tính Z_{c0} của mạch dải. Độ dài của mỗi Slâyphơ $l_{Sl} \approx \frac{\lambda}{4}$ bước sóng trung tâm dải công tác, khoảng cách giữa 2 Slâyphơ cùng cỡ $d = \frac{\lambda}{4}$. Để mở rộng dải tần công tác người ta tăng số Slâyphơ lên. Việc tính toán cụ thể bộ ghép loại này xem trong [7].



HÌNH 3.79

Trên hình 3.80 cho ta bộ ghép định hướng được thực hiện trên đoạn đường dây liên kết của mạch dải. Ở đây cũng chỉ vẽ với dải giữa của nó. Nguyên tắc công tác của bộ ghép trên đường dây liên kết mạch dải hoàn toàn như nguyên tắc làm việc của bộ ghép định hướng trên đoạn đường dây đôi liên kết. Việc tính toán cụ thể các bộ ghép định hướng trên mạch dải này được trình bày trong [7] và [8].



HÌNH 3.80

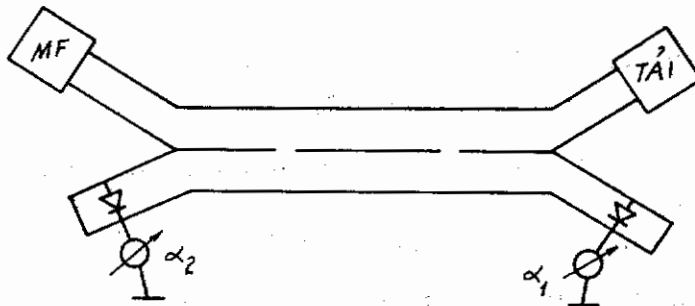
c) Ứng dụng của bộ ghép định hướng

Các bộ ghép định hướng được sử dụng làm dụng cụ để kiểm tra trạng thái điện từ trong tuyến siêu cao hoặc trong các máy đo lường với tên gọi là phản xạ kế.

Nó có cấu tạo như ở hình 3.81. Ở đây ống dẫn sóng chính mỗi nhánh được nối với máy phát và tải sử dụng. Còn 2 đầu của ống sóng phụ có ghép 2 diốt tinh thể tách sóng đã được phối hợp và đồng hồ chỉ thị α_1, α_2 .

Ta thấy rằng đồng hồ thứ nhất α_1 sẽ chỉ lượng tỉ lệ với sóng từ máy phát tới tải, còn đồng hồ thứ hai cho lượng α_2 tỉ lệ với sóng phản xạ từ tải về máy phát. Nếu các đồng hồ trên đã được chuẩn thì ta có hệ số phản xạ từ tải là:

$R = \frac{k_2 \alpha_2}{k_1 \alpha_1}$ và từ đó suy ra được ngay hệ số sóng đứng, sóng chạy trên đường truyền.



HÌNH 3.81

3.11. CÁC BỘ CẦU SIÊU CAO

Các mạch cầu siêu cao là những mạng 8 cực chia đôi công suất hay là những bộ phân mạch định hướng với độ ghép $C = 3dB$. Các bộ siêu cầu cao tần có thể thực hiện trên ống dẫn sóng chữ nhật, ống đồng trục hoặc mạch dải. Trong mục này ta nghiên cứu 3 bộ cầu siêu cao tần điển hình là: cầu T kép, cầu khe và cầu vòng cùng một số ứng dụng của chúng.

a) Cầu T - kép

Cầu T - kép được cấu tạo từ việc ghép 2 chạc ba vuông góc (chữ T) loại E và H có chung mặt phẳng đối xứng P với nhau (hình 3.82). Do kết hợp 2 loại chạc 3 vuông góc loại E và H, nên cầu T-kép mang tính chất của 2 loại chạc 3 này.

Tức là nếu ta truyền sóng H_{10} vào nhánh 3 (E) thì tại nhánh (1) và (2) có 2 sóng ra đồng biên và ngược pha, còn trong nhánh (4) (H) không có sóng ra.

Nếu ta lại truyền sóng H_{10} vào nhánh 4 (H) thì tại nhánh (1) và (2) có 2 sóng đồng biên và đồng pha mà không có sóng ra nhánh 3 (E).

Như vậy giữa 2 nhánh 3 (E) và 4 (H) cách li điện với nhau. Tức là có:

$$S_{34} = S_{43} = 0$$

Việc phối hợp ở nhánh (3) được thực hiện bởi tấm chắn điện cảm đặt ở nhánh E, còn que dò đặt vuông góc với thành rộng của nhánh H sẽ làm cho nhánh này được phối hợp.

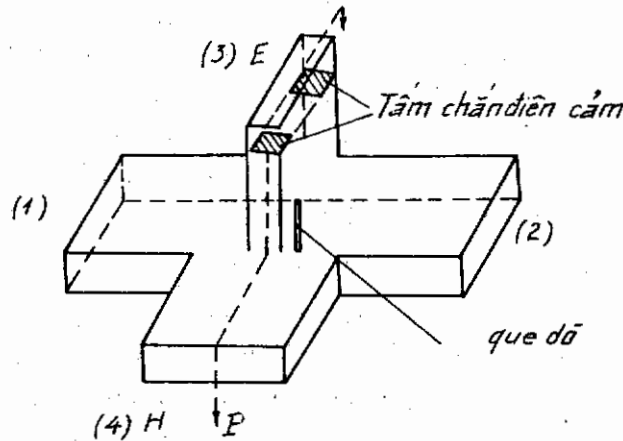
Ta có:

$$S_{33} = S_{44} = 0$$

Vì bộ cầu T kép là đối xứng qua P và thuận nghịch, không tiêu hao năng lượng nên ma trận tán xạ [S] sẽ đối xứng và Unita. Với tính chất của các chạc 3 vuông góc E và H ta có:

$$S_{13} = S_{31} = -S_{23} = -S_{32}$$

$$S_{14} = S_{41} = S_{24} = S_{42}$$



HÌNH 3.82

Ngoài ra các hệ số truyền giữa 1-E và 1-H còn lệch pha nhau 1 góc $\frac{\pi}{2}$ nên

$$S_{14} = S_{13} e^{j\frac{\pi}{2}} = iS_{13}$$

như vậy ma trận [S] của cầu T-kép có dạng:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & iS_{13} \\ S_{12} & S_{22} & -S_{13} & iS_{13} \\ S_{13} & -S_{13} & 0 & 0 \\ iS_{13} & iS_{13} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Từ tính Unita của [S] ta có:

$$|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + 2|S_{13}|^2 = 1$$

$$|S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 + 2|S_{13}|^2 = 1$$

$$2|S_{13}|^2 = 1$$

Từ đó suy ra:

$$|S_{13}| = \frac{1}{\sqrt{2}}; S_{11} = S_{22} = S_{12} = 0$$

Như vậy cầu T-kép được phối hợp hoàn toàn ở các nhánh và giữa nhánh 1 và nhánh 2 cũng cách li điện. Do tính chất kỳ lạ này nên cầu T-kép còn được gọi là cầu T magic.

Nếu chọn các mặt cuối của cầu T-kép một cách thích hợp thì ta có thể nhận được ma trận tán xạ [S] của nó dạng gọn sau:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & i \\ 0 & 0 & -1 & i \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ i & i & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.11.1)$$

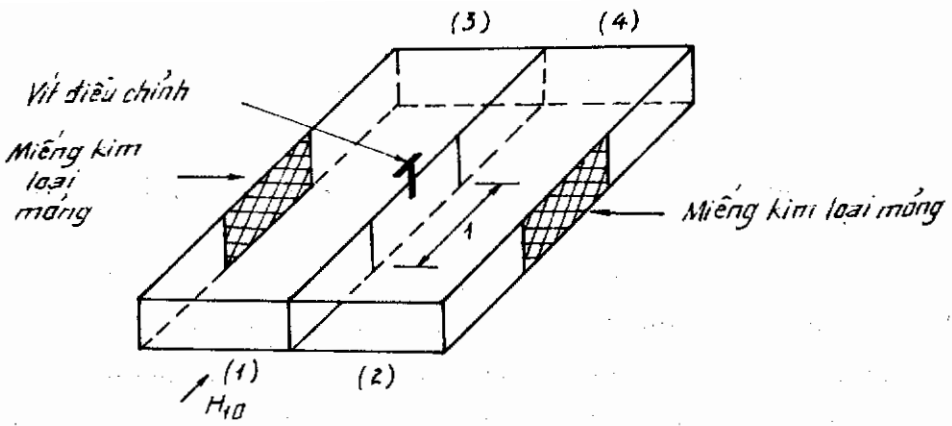
b) Cầu khe

Cầu khe được tạo thành từ 2 đoạn ống dẫn sóng chữ nhật như nhau ghép chung trên thành hẹp. Trên thành hẹp ghép chung dọc một khe có chiều cao bằng chiều cao ống dẫn sóng và chiều dài khe là l ; ở giữa khe có một vít kim loại đặt xuyên qua thành rộng có thể điều chỉnh độ dài dùng để phối hợp giữa các nhánh; còn ở 2 phía thành hẹp ống sóng chỗ khe có 2 miếng kim loại mỏng dùng để chặn sự truyền lan của sóng H'_{30} trong đoạn lỗ chung (hình 3.83).

Cầu khe làm việc theo nguyên tắc sau:

Sóng H_{10} được truyền vào cầu khe theo nhánh (1); đoạn ống sóng có khe chung tạo cho ta một ống sóng chữ nhật với chiều rộng $a' = 2a$, cao là b . Tại đoạn chung này sóng H_{10} truyền từ nhánh (1) sẽ kích thích thành 2 sóng H'_{10} và H'_{20} cùng truyền lan trong đoạn ống này. Nhờ có 2 tấm kim loại mỏng dựa vào 2 bên thành hẹp đối diện chỗ lỗ chung mà sóng H'_{30} không truyền lan được. Các sóng truyền lan có hệ số pha là:

HÌNH 3.83

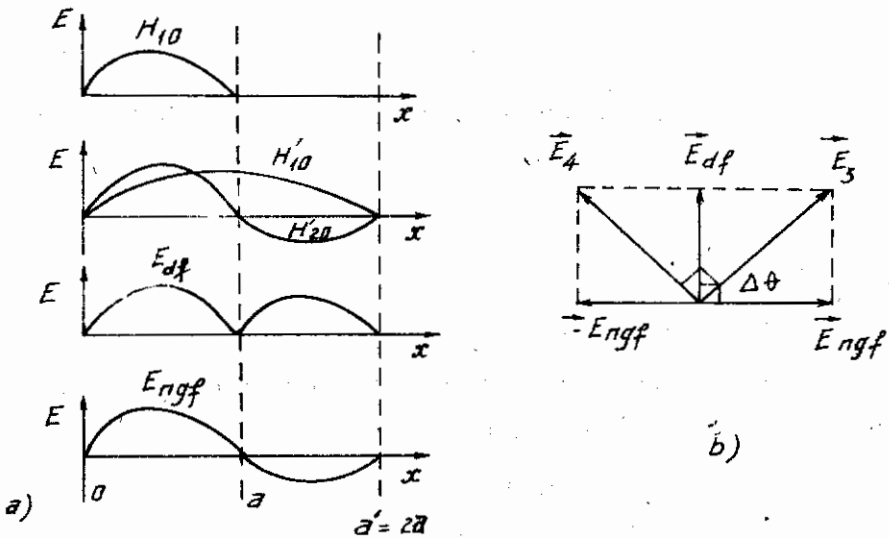


$$\beta'_{10} = \frac{2\pi}{\lambda'_{110}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2}$$

$$\beta'_{20} = \frac{2\pi}{\lambda'_{120}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$$

Khi truyền hết khe chung, thì thành hẹp chung đưa vào đúng vị trí điểm bụng điện trường của sóng H'_{10} làm nó biến dạng thành 2 sóng H_{10} đồng biên và đồng pha đi vào 2 nhánh (3) và (4). Đối với sóng H'_{20} thì thành hẹp chung ở vào vị trí điểm nút của điện trường, nên sóng này không bị biến dạng và tạo thành 2 sóng đồng biên và ngược pha đi vào 2 nhánh (3) và (4). Đồ thị cường độ điện trường của các sóng H_{10} , H'_{10} và H'_{20} cùng các sóng đồng biên đồng pha, đồng biên ngược pha tại các nhánh vẽ ở hình 3.84a. Trên hình 3.84b ta vẽ cả giản đồ cộng các vectơ điện trường tại các nhánh (3) và (4).

Rõ ràng là sóng ở nhánh (3) và (4) là tổng của các sóng đồng pha và ngược pha (hình 3.84b).



HÌNH 3.84

$$\begin{aligned}\vec{E}_3 &= \vec{E}_{df} + \vec{E}_{ngf} \\ \vec{E}_4 &= \vec{E}_{df} - \vec{E}_{ngf}\end{aligned}$$

Khi truyền dọc theo khe chung có chiều dài l thì 2 sóng H'_{10} và H'_{20} bị lệch pha nhau 1 góc:

$$\Delta\theta = |\beta'_{10} - \beta'_{20}|l$$

Do đó góc lệch pha giữa 2 sóng đồng pha và ngược pha cũng là $\Delta\theta$.

Trên giản đồ cộng vectơ hình 3.84b, ta muốn đạt được môđun các sóng tổng hợp ở nhánh (3) và (4) bằng nhau: $|E_3| = |E_4|$ thì phải thỏa mãn 2 điều kiện:

$$|E_{df}| = |E_{ngf}|$$

$$\text{và} \quad \Delta\theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{hay} \quad l = \frac{\lambda}{4} \times \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (3.11.2)$$

Như vậy chiều dài khe chung l sẽ chọn theo điều kiện (3.11.2); cũng từ giản đồ hình 3.84b ta thấy sóng vào nhánh (3) và nhánh (4) còn lệch pha nhau 1 góc $\frac{\pi}{2}$.

Còn tại nhánh (2) thì ta cũng thấy có 2 sóng đồng pha và ngược pha rẽ vào. Nhưng do 2 sóng này biên độ bằng nhau và ngược pha nhau, nên chúng triệt tiêu lẫn nhau. Kết quả không có sóng rẽ sang nhánh (2). Ta điều chỉnh độ sâu của vít kim loại và chọn kích thước vít thích hợp sẽ thực hiện được sự phối hợp tốt giữa các nhánh.

Ma trận tán xạ $[S]$ của một cấu khe thuận nghịch phối hợp có dạng:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & iS_{13} \\ 0 & 0 & iS_{24} & S_{24} \\ S_{13} & iS_{24} & 0 & 0 \\ iS_{13} & S_{24} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Nếu cấu khe không tiêu hao năng lượng thì từ tính chất Unita của $[S]$ ta có:

$$\begin{aligned}|S_{13}|^2 + |S_{24}|^2 &= 1 \\ 2|S_{13}|^2 &= 1 \\ 2|S_{24}|^2 &= 1\end{aligned}$$

$$\text{Từ đó ta suy ra: } |S_{13}| = |S_{14}| = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Nếu chọn các mặt cuối của cấu khe một cách thích hợp, ta nhận được ma trận tán xạ $[S]$ của cấu khe dạng đơn giản sau:

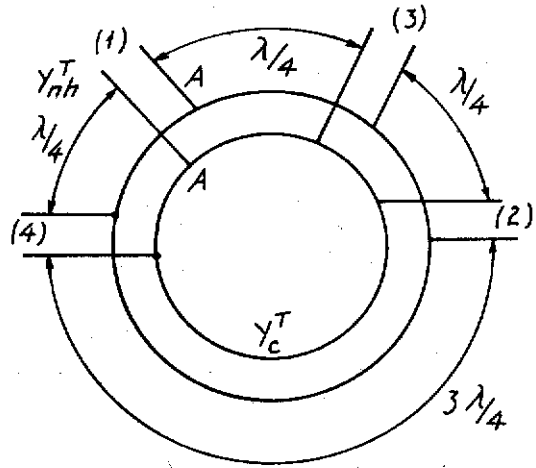
$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & i \\ 0 & 0 & i & 1 \\ 1 & i & 0 & 0 \\ i & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.11.3)$$

c) Cầu vòng

Cầu vòng được tạo thành trên ống dẫn sóng đồng trục hay trên mạch dải. Nó có cấu tạo như sau (hình 3.85):

Thân cầu là một đoạn đường truyền uốn vòng tròn có chiều dài $\frac{6\lambda}{4}$ và dẫn nạp đặc tính Y_c^T .

Các nhánh (1), (4) và (3) ghép song song với cầu cũng là các đoạn đường truyền có dẫn sóng đặc tính Y_{nh}^T .



HÌNH 3.85

Chúng đặt cách nhau một khoảng $\frac{\lambda}{4}$. Còn nhánh (2) cũng có dẫn nạp đặc tính là Y_{nh}^T đặt cách nhánh (3) một khoảng $\frac{\lambda}{4}$ và cách nhánh (4) một khoảng $\frac{3\lambda}{4}$.

Nguyên tắc công tác của cầu vòng như sau: nếu ta truyền sóng TEM vào nhánh (1), thì sóng sẽ truyền vào cầu theo 2 phía của chỗ ghép đi về các nhánh (3) và nhánh (4) và không có sóng vào nhánh (2). Thật vậy tại các chỗ ghép với nhánh (3) và (4) 2 sóng đi theo 2 phía của cầu có cùng biên độ và cùng pha (ta giả thiết rằng tiêu hao năng lượng trên cầu vòng không có) còn tại chỗ ghép với nhánh (2) thì 2 sóng này đồng biên và ngược pha. Tại tiết diện nối với nhánh (2) ta có nút điện áp. Nên dẫn nạp vào tại tiết diện này bằng ∞ . Do đó tại các tiết diện ghép với các nhánh (3) và (4) dẫn nạp vào bằng dẫn nạp đặc tính của các nhánh (3) và (4). Khi đó dẫn nạp vào tại tiết diện ghép với nhánh (1) tiết diện AA trên hình 3.85 sẽ là tổng dẫn nạp của 2 nhánh (3) và (4) mắc song song tính chuyển qua 1 đoạn $\lambda/4$ và bằng (theo các biểu thức 3.36 và 3.39):

$$Y_{VAA} = \frac{Y_c^{T^2}}{Y_{nh}^T} + \frac{Y_c^{T^2}}{Y_{nh}^T} = \frac{2Y_c^{T^2}}{Y_{nh}^T}$$

Muốn để cầu vòng được phối hợp thì yêu cầu dẫn nạp vào ở tiết diện ghép với nhánh (1) phải bằng dẫn nạp đặc tính của nhánh, tức là ta có điều kiện phối hợp sau:

$$Y_{nh}^T = Y_{VAA} = 2 \frac{Y_c^{T^2}}{Y_{nh}^T}$$

Từ đó rút ra hệ thức:

$$Y_{nh}^T = \sqrt{2} Y_c^T \quad (3.11.4)$$

với trở kháng sóng đặc tính thì điều kiện phối hợp của cầu vòng là:

$$Z_c^T = \sqrt{2} Z_{nh}^T \quad (3.11.5)$$

Nếu chọn các mặt cuối ở các nhánh một cách thích hợp, thì ta nhận được ma

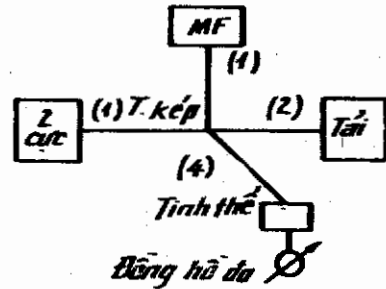
trận tán xạ [S] của cầu vòng thuận nghịch không tiêu hao năng lượng dạng đơn giản sau:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.11.6)$$

d) Một vài ứng dụng của các bộ cầu siêu cao.

Các bộ cầu siêu cao được sử dụng nhiều trong tuyến siêu cao. Chúng được làm các bộ chia đôi công suất, bộ quay pha phối hợp, bộ phối hợp trở kháng, bộ cầu trở kháng, bộ trộn tần cân bằng, tách sóng pha cân bằng, bộ điều chế cân bằng, bộ phân biệt tần số kiểu Pauda. Khi kết hợp với các phần tử ferit chúng tạo ra các bộ đảo mạch anten, phân đường thu phát v.v... Sau đây ta chỉ giới thiệu một vài ứng dụng của các bộ cầu siêu cao dựa trên cầu T-kép và cầu khe. Các ứng dụng khác có thể xem trong [5].

1. Cầu trở kháng: cầu trở kháng được tạo thành từ một cầu T-kép, nhánh (1) của cầu được nối với mạng 2 cực cân nghiên cứu, nhánh (2) nối với tải không phản xạ, nhánh (4) được ghép với một phần tử để đo công suất có phối hợp (điốt tách sóng hay bô-lo-mét) còn nhánh (3) nối với nguồn năng lượng siêu cao tần (hình 3.86).



HÌNH 3.86

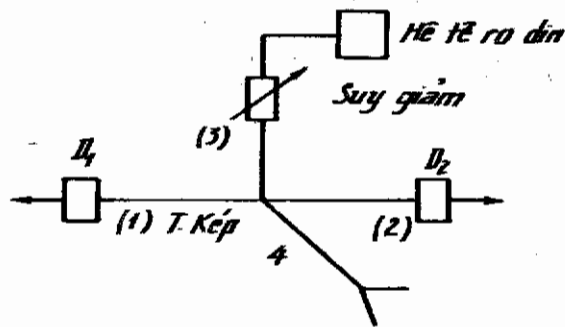
Với cầu T-kép được phối hợp với máy phát thì công suất trên đồng hồ sẽ cho ta biết môđun của hệ số phản xạ tại mạng 2 cực cân nghiên cứu theo hệ thức.

$$P_d = P \frac{|R|^2}{4}$$

Ở đây P_d : công suất đo ở đồng hồ, P : công suất của máy phát, R hệ số phản xạ của mạng 2 cực.

2. Bộ trộn tần đối xứng

Bộ trộn tần đối xứng thường được dùng trong các máy thu siêu ngoại sai ở siêu cao tần. Nó có cấu tạo từ một cầu T-kép phối hợp. Trong các nhánh (1) và (2) mắc các điốt tinh thể được phối hợp D_1 và D_2 , nhánh (4) ghép với anten thu, còn nhánh (3) qua bộ suy giảm mắc với bộ dao động tại chỗ hay hệ-tê-rô-din (hình 3.87).

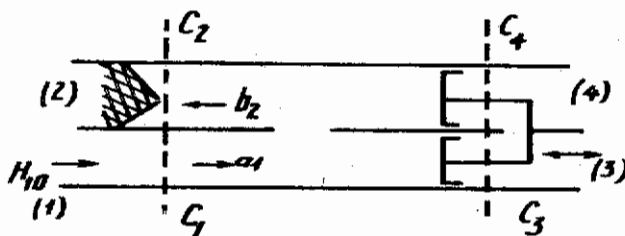


HÌNH 3.87

Tín hiệu từ anten thu với tần số f_1 qua nhánh (4) đi vào 2 diốt D_1 và D_2 , đồng thời dao động tại chỗ với tần số f_2 , từ hệ-tê-rô-din qua bộ suy giảm qua nhánh (3) cũng đưa vào 2 diốt D_1 và D_2 . Bộ suy giảm sẽ điều chỉnh để biên độ sóng từ hệ-tê-rô-din phù hợp với biên độ tín hiệu thu từ anten để cho 2 diốt thực hiện việc trộn tần tốt. Ở đầu của các diốt D_1 và D_2 có tín hiệu trung tần với tần số $F = |f_1 - f_2|$ và các pha ngược nhau. Các diốt này có đầu ra nối với 2 cuộn dây có chiều ngược nhau của biến áp trung tần. Tín hiệu sẽ được khuếch đại ở tầng khuếch đại trung gian cộng lại với nhau, còn tạp âm ở bộ hệ-tê-rô-din sẽ bị triệt tiêu nhau. Dùng bộ trộn tần cân bằng trong máy thu siêu cao có tác dụng giảm hệ số tạp âm, nên nó hay được sử dụng.

3. Bộ quay pha phối hợp

Bộ quay pha phối hợp được tạo thành từ một cầu khe phối hợp. Nhánh (1) nối với máy phát, nhánh (2) nối với tải phối hợp, còn ở 2 nhánh (3) và (4) ta gắn 2 pittông ngắn mạch có cùng mặt phẳng nối tắt dịch chuyển được (hình 3.88).



HÌNH 3.88

Ta gọi φ là góc pha tính từ mặt cuối của nhánh (3) và (4) C_3 và C_4 đến mặt pittông thì ta có mối quan hệ giữa sóng tới và phản xạ tại các nhánh là:

$$a_3 = -b_3 e^{2i\varphi}$$

$$a_4 = -b_4 e^{2i\varphi}$$

Vì nhánh (2) là phối hợp với tải nên $a_2 = 0$ và a_1 là sóng truyền vào nhánh (1) và b_2 là sóng đi đến tải thì ta có quan hệ sau:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & i \\ 0 & 0 & i & 1 \\ 1 & i & 0 & 0 \\ i & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{pmatrix} a_1 \\ 0 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}$$

Từ đó ta rút ra được:

$$b_2 = -i a_1 e^{2i\varphi} = a_1 e^{i(2\varphi - \pi)}$$

Tức là khi thay đổi vị trí của pittông thì ta đã thay đổi được pha của sóng đi đến tải. Bộ quay pha này rất thuận tiện khi lắp ráp trong tuyến siêu cao.

4. Bộ phối hợp trở kháng

Người ta sử dụng một cầu khe để tạo ra một bộ phối hợp trở kháng. Nó có cấu tạo như hình (3.89), nhánh (1) lắp với máy phát, nhánh (2) lắp với tải cần được phối hợp trở kháng, còn ở nhánh (3) và (4) lắp 2 pittông ngắn mạch có thể dịch chuyển tùy ý. Ta cũng gọi các góc pha φ_3 và φ_4 giữa mặt cuối C_3 và C_4 ở các nhánh (3) và (4) với mặt pittông, thì có:

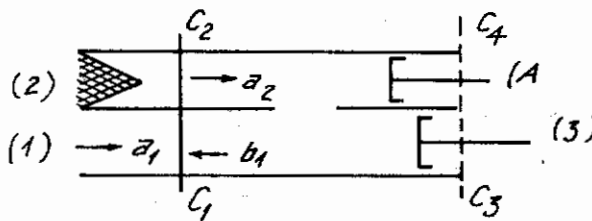
$$a_3 = -b_3 e^{2i\varphi_3}$$

$$a_4 = -b_4 e^{2i\varphi_4}$$

Với ma trận tán xạ [S] của cầu khe dạng (3.11.3) và quan hệ giữa các sóng phản xạ và tới ở các nhánh, ta có:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & i \\ 0 & 0 & i & 1 \\ 1 & i & 0 & 0 \\ i & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}$$

Do tải ở nhánh (2) là chưa phối hợp nên có sóng phản xạ a_2 .



HÌNH 3.89

Để ở nhánh 1 được phối hợp, tức là có điều kiện để $b_1 = 0$, từ biểu thức trên ta rút ra:

$$b_3 e^{2i\varphi_3} = -i b_4 e^{2i\varphi_4}$$

hay ta có biểu thức:

$$\frac{1 + i \frac{a_2}{a_1}}{1 - i \frac{a_2}{a_1}} = e^{2i(\varphi_4 - \varphi_3)} \quad (3.11.7)$$

Điều kiện trên có thể thực hiện được vì môđun của nó bằng đơn vị.

Rõ ràng với tải đã cho; ta sẽ có tỉ số $\frac{a_2}{a_1}$ và chọn một cách thích hợp các vị trí của 2 pittông ngắn mạch theo điều kiện (3.11.7) ta sẽ đạt được sự phối hợp ở nhánh (1).

3.12. CÁC PHẦN TỬ SIÊU CAO TẦN CÓ FERÍT

Các phần tử siêu cao tần sử dụng tính chất đặc biệt của ferít từ hóa bởi từ trường không đổi đảm nhiệm nhiều chức năng quan trọng khác nhau trong tuyến siêu cao. Chúng thường được gọi là các phần tử không thuận nghịch. Các phần tử này thường là các mạng 4 cực, 6 cực và 8 cực siêu cao. Trong mục này ta sẽ nói tóm tắt các tính chất cơ bản của ferít bị từ hóa bởi từ trường không đổi đối với sóng siêu cao tần và ứng dụng tính chất trên để xây dựng một số phần tử siêu cao có ferít thông dụng. việc tìm hiểu sâu hơn về ferít ở siêu cao tần và các ứng dụng của nó, có thể xem ở tài liệu [9].

a) Tính chất của ferít bị từ hóa

ferít là một chất vừa có tính như môi trường điện môi vừa là chất sắt từ. Về hóa học ferít là hỗn hợp của ôxyt sắt (Fe_2O_3) với một số ôxyt kim loại khác như Mg, Mn, Ni, v.v, nó thường được chế tạo từ việc nén bột ferít trong áp suất và nhiệt độ thích hợp để tạo nên dạng cần thiết. Ferít có hằng số điện môi tương đối $\epsilon' \approx 5 + 16$ và $tg\delta = 10^{-2} + 10^{-3}$. Độ từ thẩm tương đối μ' của ferít ở âm tần khá lớn, còn khi ở tần số siêu cao giảm xuống gần bằng đơn vị.

Ferít khi không có từ trường không đổi từ hóa, đối với sóng điện từ biểu hiện như một môi trường đẳng hướng bình thường. Nhưng nó mang những tính chất đặc biệt của môi trường không đẳng hướng khi bị từ hóa bởi từ trường không đổi, khi truyền sóng điện từ siêu cao tần. Trong giáo trình vật lý đại cương và trong lý thuyết trường điện từ đã giải thích nguyên nhân của hiện tượng từ hóa ferít và đã cho ta kết quả là độ từ thẩm của nó có dạng tenxơ sau:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_x & -ia & 0 \\ ia & \mu_x & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix}$$

ở đây μ_x , a , μ_z là các hằng số, chúng phụ thuộc vào tính chất của ferít, cường độ từ trường không đổi từ hóa H_0 , vào tần số của trường siêu cao tần. Nói chung μ_x , a và μ_z là các đại lượng phức.

Ta tóm tắt một số tính chất đặc biệt của ferít từ hóa bởi từ trường không đổi khi truyền sóng siêu cao.

- Khi truyền sóng điện từ vectơ cường độ từ trường \vec{H} phân cực tròn quay phải, mặt phẳng vectơ \vec{H} vuông góc với từ trường không đổi \vec{H}_0 , vào ferít bị từ hóa thì

vectơ từ cảm \vec{B} của sóng điện từ cũng phân cực tròn quay phải. Và như vậy môi trường ferit bị từ hóa có thể coi như môi trường đẳng hướng với sóng phân cực tròn quay phải với hằng số từ mới là $\mu^+ = \mu_x + a$ và sóng quay phải truyền với vận tốc pha:

$$V_{ph}^+ = \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\mu_x + a)}}$$

Nếu ta lại truyền sóng siêu cao tần có vectơ cường độ từ trường \vec{H} phân cực tròn quay trái mà vectơ \vec{H} vuông góc với vectơ từ trường không đổi \vec{H}_0 , khi đi vào ferit bị từ hóa, thì vectơ từ cảm của sóng siêu cao cũng phân cực tròn quay trái. Tức là ferit bị từ hóa bởi từ trường không đổi có tác dụng như một môi trường đẳng hướng đối với việc truyền sóng phân cực tròn quay trái, nhưng có độ từ thẩm là:

$$\mu^- = \mu_x - a$$

và vận tốc pha:

$$V_{ph}^- = \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\mu_x - a)}}$$

Như vậy là ferit bị từ hóa bởi từ trường không đổi có tác dụng khác nhau lên sóng phân cực tròn quay trái và quay phải. Độ từ thẩm của ferit đối với 2 sóng này khi kể đến tiêu hao là một số phức:

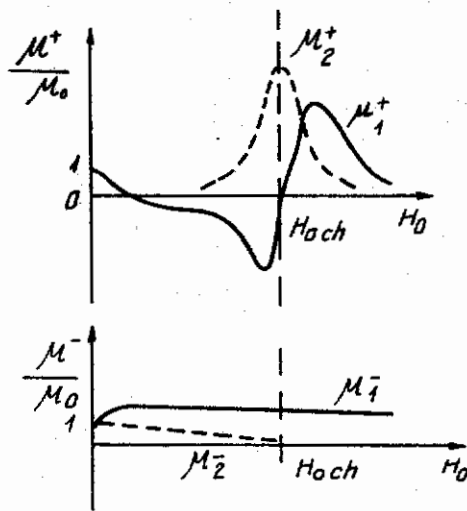
$$\mu^+ = \mu_x + a = \mu_1^+ + i\mu_2^+$$

$$\mu^- = \mu_x - a = \mu_1^- + i\mu_2^-$$

Phần thực μ_1^+ , μ_1^- biểu thị sự biến đổi của vận tốc pha của các sóng khi truyền qua ferit, còn phần ảo μ_2^+ , μ_2^- biểu thị mức độ tiêu hao của 2 sóng trong ferit. Khi nghiên cứu tỉ mỉ, người ta vẽ được các đường cong độ từ thẩm trên phụ thuộc vào cường độ từ trường từ hóa \vec{H}_0 . Đồ thị của chúng được vẽ ở hình 3.90.

Từ đồ thị ta thấy rằng, có một giá trị của $H_0 = H_{och}$, tại đây vận tốc pha của sóng phân cực tròn quay phải biến đổi lớn và nó bị tiêu hao năng lượng nhiều. Đường cong μ_2^+ có dạng đường cong cộng hưởng. Hiện tượng sóng phân cực tròn quay phải bị tiêu hao năng lượng lớn gọi là sự cộng hưởng sắt từ trong ferit từ hóa.

Bây giờ ta lại truyền sóng siêu cao tần dọc theo phương của vectơ từ trường không đổi \vec{H}_0 từ hóa ferit có phân cực thẳng tùy ý. Khi đi ra khỏi ferit bị từ hóa, mặt phẳng phân cực của sóng siêu cao bị quay đi một góc so với hướng ban đầu. Hiện tượng trên gọi là hiệu ứng Faraday trong ferit bị từ hóa. Độ lớn của góc quay và chiều quay mặt phẳng phân cực phụ thuộc vào chiều và độ lớn của vectơ từ trường \vec{H}_0 và kích thước của thanh ferit.



HÌNH 3.90

Hiệu ứng Faraday có thể giải thích gọn như sau: một phân cực thẳng bất kỳ của vectơ cường độ từ trường \vec{H} của sóng siêu cao có thể coi như tổng của 2 sóng phân cực tròn quay trái và quay phải có môđun vectơ \vec{H} như nhau. Khi truyền dọc theo thanh ferít bị từ hóa bởi từ trường không đổi \vec{H}_0 hướng theo trục thanh ferít thì các sóng quay trái và quay phải bị lệch pha các góc khác nhau $\varphi^+ = \beta^+ l$, $\varphi^- = \beta^- l$, ở đây l chiều dài thanh ferít, còn β^+ , β^- là các hệ số pha của 2 sóng quay phải và quay trái.

$$\beta^+ = \frac{2\pi}{\lambda} \times \sqrt{\epsilon(\mu_x + a)}$$

$$\beta^- = \frac{2\pi}{\lambda} \times \sqrt{\epsilon(\mu_x - a)}$$

Do đó tổng hợp 2 sóng phân cực tròn quay trái và quay phải khi ra khỏi ferít bị từ hóa cũng là sóng phân cực thẳng, nhưng mặt phân cực của nó bị lệch so với vị trí ban đầu một góc θ :

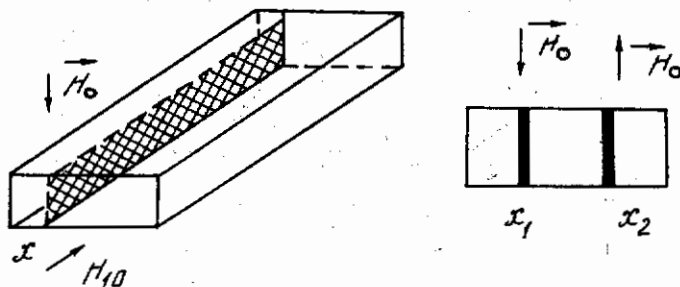
$$\begin{aligned} \theta &= |\varphi^+ - \varphi^-| = l |\beta^+ - \beta^-| \\ &= \sqrt{\epsilon} \frac{2\pi l}{\lambda} \left| \sqrt{\mu_x + a} - \sqrt{\mu_x - a} \right| \end{aligned}$$

Dựa trên các tính chất đã nêu của ferít bị từ hóa ta xét một số các phần tử siêu cao tần có ứng dụng ferít bị từ hóa.

b) Các phần tử có ferít trong ống sóng chữ nhật

1. Van cộng hưởng

Van cộng hưởng được cấu tạo từ một đoạn ống dẫn sóng chữ nhật, bên trong nó tại tiết diện x_1 ; chỗ sóng H_{10} có từ trường phân cực tròn ta đặt một bản ferít mỏng song song với thành hẹp dọc theo tiết diện này (hình 3.91) từ trường từ hóa không đổi H_0 hướng vuông góc với thành rộng ống dẫn sóng.



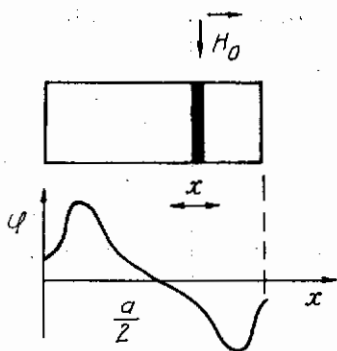
HÌNH 3.91

Giả sử rằng khi sóng H_{10} được truyền theo phương $z > 0$ vào ống dẫn sóng chữ nhật có thanh ferít; thì tại tiết diện x_1 này từ trường của sóng H_{10} là phân cực tròn quay phải. Còn nếu sóng truyền theo chiều ngược lại ($z < 0$) thì tại x_1 từ trường sẽ phân cực tròn quay trái. Nếu ta chọn cường độ từ trường không đổi có giá trị $H_0 = H_{\text{och}}$, thì thanh ferít sẽ hấp thụ đáng kể năng lượng của sóng phân cực tròn quay phải, do vậy khi sóng H_{10} truyền theo phương $z > 0$ bị suy giảm nhiều. Khi truyền ngược lại $z < 0$ thanh ferít không hấp thụ năng lượng sóng phân cực tròn quay trái, nên sóng H_{10} không bị suy giảm. Như vậy phần tử trên làm việc như một chiếc van: cho sóng đi theo một chiều, nó được gọi là van cộng hưởng.

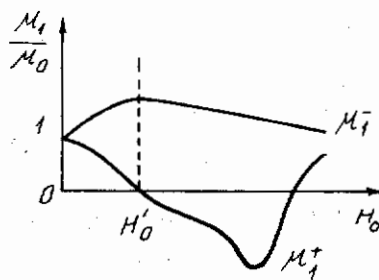
Để tăng cường hiệu quả của van, tại tiết diện x_2 trường H_{10} cũng phân cực tròn ta đặt thêm một tấm ferít mỏng nữa dọc theo thành hẹp, còn từ trường không đổi từ hóa đặt hướng vuông góc với thành rộng nhưng có chiều ngược lại.

2. Bộ quay pha không thuận nghịch

Về cấu tạo, bộ quay pha này được tạo thành từ một đoạn ống dẫn sóng chữ nhật, tại tiết diện x ta đặt một bản ferít mỏng song song với thành hẹp, từ trường từ hóa không đổi \vec{H}_0 cũng hướng vuông góc với thành rộng ống sóng (hình 3.92) nhưng về độ lớn thì ta chọn nhỏ hơn nhiều so với H_{och} .



HÌNH 3.92



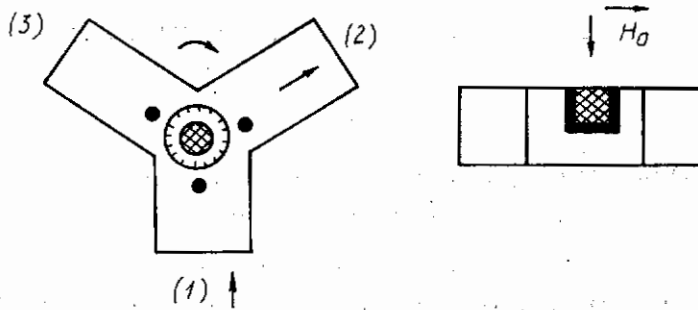
HÌNH 3.93

Bộ quay pha không thuận nghịch làm việc theo nguyên tắc sau: thanh ferít bị từ hóa bởi từ trường không đổi sẽ tác dụng lên 2 sóng quay trái và quay phải với các độ từ thẩm μ^+ , μ^- khác nhau. Khi $H_0 \ll H_{\text{och}}$ thì tiêu hao của cả 2 sóng là không

đáng kể và từ đồ thị hình 3.93 ta thấy $\mu_1^- > \mu_1^+$ nên sóng quay trái khi truyền qua thanh ferít sẽ bị lệch pha nhiều hơn sóng phân cực tròn quay phải. Do đó khi sóng H_{10} truyền vào bộ quay pha theo 2 hướng khác nhau $z > 0$ và $z < 0$ sẽ có góc lệch pha khác nhau. Hiệu góc lệch pha giữa chúng sẽ có một giá trị nào đó. Và như vậy phần tử trên có tác dụng như một bộ quay pha không thuận nghịch. Góc quay pha φ phụ thuộc vào cường độ từ trường H_0 , chiều dài thanh ferít và vị trí đặt thanh ferít. Trên hình 3.92 có vẽ sự thay đổi góc quay pha φ phụ thuộc vào vị trí x đặt tấm ferít.

3. Phân mạch vòng tuần hoàn (xiêcculato) kiểu chữ Y

Bộ phân mạch vòng tuần hoàn này được thực hiện dựa trên một chạc 3 đối xứng Y kiểu H trên ống sóng chữ nhật. Tại tâm của chạc 3 có một thanh ferít hình trụ được gắn với một vỏ điện môi hình trụ đặt vuông góc với thành rộng của ống dẫn sóng. Tại 3 đầu vào có gắn thêm 3 thanh nhỏ điện môi hình trụ vuông góc với thành rộng và ở giữa chúng (hình 3.94). Từ trường không đổi H_0 đặt vuông góc với thành rộng ống dẫn sóng.



HÌNH 3.94

Nguyên tắc làm việc của xiêcculato chữ Y như sau: sóng H_{10} truyền vào nhánh (1) đi đến vùng có thanh ferít rẽ làm 2 sóng đi vòng theo 2 chiều ngược nhau quanh thanh ferít. Vùng quay của từ trường 2 sóng này nằm trong mẫu ferít bị từ hóa và hướng quay \vec{H} của chúng theo phương của vectơ từ hóa \vec{H}_0 là ngược chiều nhau, và ferít sẽ biểu hiện độ từ thẩm có giá trị μ^+ và μ^- khác nhau đối với 2 sóng này. Do đó khi truyền qua thanh ferít 2 sóng có vận tốc pha khác nhau và góc lệch pha khác nhau. Ta chọn kích thước của thanh ferít và cường độ từ trường từ hóa H_0 sao cho 2 sóng này đi vào nhánh (2) sẽ đồng pha, còn vào nhánh (3) chúng ngược pha. Kết quả là sóng đi từ nhánh (1) sẽ rẽ sang nhánh (2) mà không vào nhánh (3). Do tính chất đối xứng của xiêcculato mà ta thấy ngay rằng nếu truyền sóng vào nhánh (2) thì có sóng rẽ sang nhánh (3) không vào nhánh (1), hoặc nếu sóng truyền vào nhánh (3) sẽ chỉ rẽ sang nhánh (1). Tóm lại ta có chu trình làm việc của xiêcculato như sau:

$$(1) \rightarrow (2) \rightarrow (3) \rightarrow (1)$$

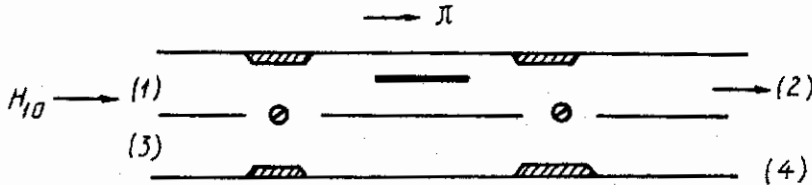
Nếu ta đổi chiều vectơ từ trường không đổi \vec{H}_0 thì xiêcculato sẽ làm việc theo chu trình sau:

$$(1) \rightarrow (3) \rightarrow (2) \rightarrow (1)$$

Thanh điện môi bao thanh ferít có tác dụng nâng cao tính ổn định nhiệt và sự bền chắc của xiêcculato. Còn 3 thanh nhỏ điện môi ở 3 nhánh có tác dụng phối hợp giữa các nhánh. Do cấu trúc đơn giản, kích thước gọn nhẹ nên xiêcculato chữ Y được dùng khá rộng rãi trong kỹ thuật siêu cao tần, nó có dải làm việc đến 30% tần số trung tâm.

4. Bộ phân mạch vòng tuần hoàn 4 nhánh (hay xiêcculato kiểu pha)

Bộ phân mạch vòng tuần hoàn kiểu pha là một mạng 8 cực. Nó được cấu tạo từ 2 bộ cầu khe ống dẫn sóng và một bộ quay pha không thuận nghịch ghép với nhau như ở hình 3.95.



HÌNH 3.95

Bộ quay pha không thuận nghịch làm quay một góc pha $\varphi = \pi$ theo chiều mũi tên. Bộ xiêcculato này làm việc theo chu trình sau:

$$(1) \rightarrow (2) \rightarrow (3) \rightarrow (4) \rightarrow (1)$$

Thật vậy: nếu truyền sóng H_{10} vào nhánh (1) thì sóng sẽ rẽ sang nhánh bên của cầu khe thứ nhất một nửa năng lượng với góc lệch pha $\frac{\pi}{2}$ so với sóng đi trong nhánh chính của cầu khe này. Sóng đi trong nhánh chính qua bộ quay pha không thuận nghịch lệch pha thêm một góc π và tiếp tục đi sang nhánh (2) của cầu khe thứ hai. Trong khi đó sóng đi ở nhánh phụ sẽ qua lỗ ở cầu khe thứ hai một phần rẽ sang nhánh (2) và lệch pha thêm một góc $\frac{\pi}{2}$. Do đó 2 sóng đi vào nhánh (2) sẽ đồng pha và chúng được cộng lại. Còn 2 sóng đi vào nhánh (4) sẽ lệch pha nhau các góc $\pi + \frac{\pi}{2}$ và $\frac{\pi}{2}$ nên kết quả chúng triệt tiêu nhau. Còn do tính chất của cầu khe mà sóng ở nhánh (1) không rẽ sang nhánh (3).

Ta cũng có thể nhận được bộ xiêcculato 4 nhánh trên ống dẫn sóng tương tự như trên, nếu thay một trong 2 cầu khe bằng một T-kép (xem trong [5]).

c) Các phần tử có ferít trong ống dẫn sóng tròn

1. Xiêcculato 4 nhánh (kiểu phân cực)

Nguyên tắc công tác của bộ xiêcculato trên ống dẫn sóng tròn là ứng dụng hiệu ứng Pharadây trong ferít bị từ hóa.

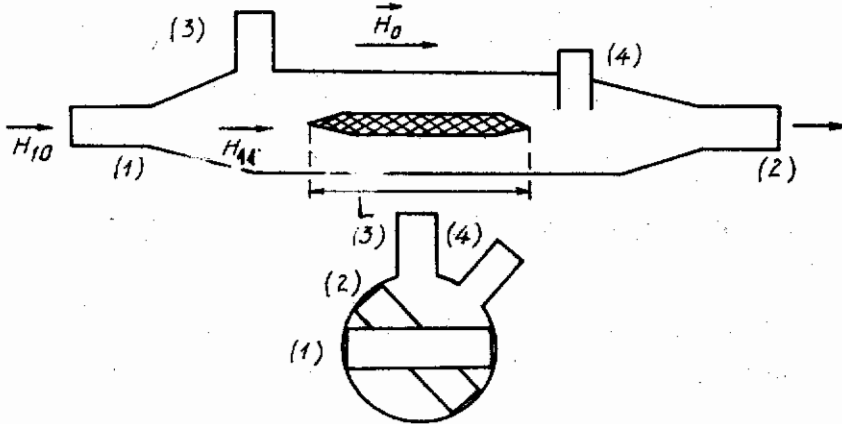
Bộ xiêcculato này có cấu tạo như hình 3.96. Nó gồm một đoạn ống dẫn sóng

tròn 2 đầu ghép với 2 đoạn chuyển tiếp dần thành ống dẫn sóng chữ nhật nhưng có thành rộng quay với nhau 1 góc 45° . Ở giữa trục của đoạn ống dẫn sóng tròn ta đặt một thanh ferít hình trụ mảnh vát nhọn 2 đầu để tránh phản xạ, từ trường từ hóa H_0 hướng dọc theo trục ống sóng tròn. Cũng tại 2 đầu đoạn ống dẫn sóng tròn còn gắn 2 đoạn ống dẫn sóng chữ nhật có thành rộng vuông góc với trục ống sóng tròn, và lập với nhau cũng 1 góc 45° (xem tiết diện hình 3.96). Để tăng sự phối hợp và tránh sự phản xạ tại 2 đầu các nhánh (1) và (2) ta đặt 2 tấm điện môi mảnh song song với thành rộng của ống dẫn sóng chữ nhật. Chiều dài thanh ferít và cường độ từ trường từ hóa H_0 chọn sao cho khi sóng cơ bản H_{11} truyền dọc theo thanh ferít bị từ hóa sẽ quay mặt phẳng phân cực đi 1 góc 45° theo chiều kim đồng hồ. Xiêcculato này làm việc theo chu trình sau:

$$(1) \rightarrow (2) \rightarrow (3) \rightarrow (4) \rightarrow (1)$$

Nguyên tắc công tác của xiêcculato trên có thể giải thích qua giản đồ vectơ của đường sức điện trường của sóng H_{10} và H_{11} trong các nhánh như hình 3.97. Nếu ta đổi chiều của vectơ từ trường không đổi \vec{H}_0 thì sẽ được chu trình làm việc của xiêcculato như sau:

$$(1) \rightarrow (4) \rightarrow (3) \rightarrow (2) \rightarrow (1)$$



HÌNH 3.96

Do ứng dụng sự quay mặt phẳng phân cực của sóng, nên nó còn được gọi là xiêcculato phân cực.

2. Van Pharadây

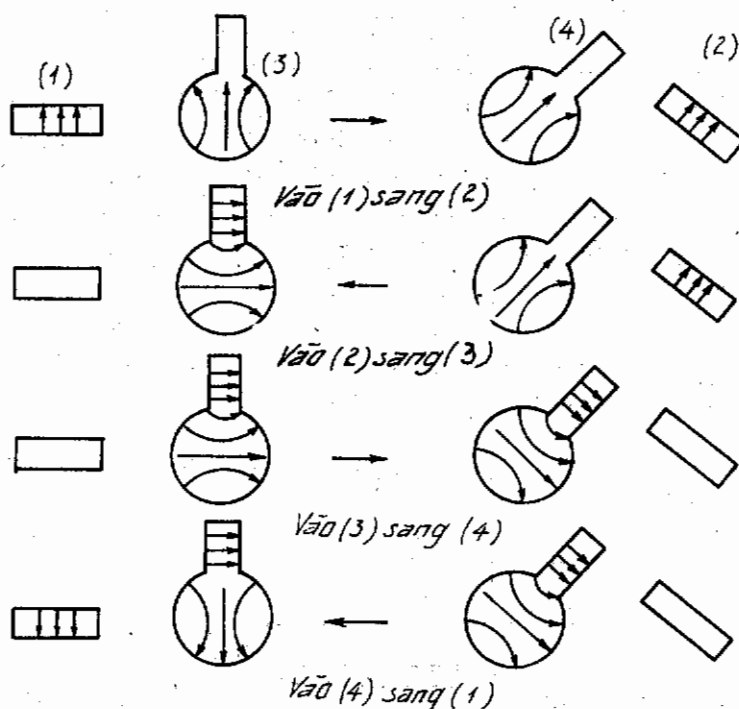
Van Pharadây có cấu tạo giống như xiêcculato phân cực, nhưng không có 2 nhánh (3) và (4). Từ trường \vec{H}_0 từ hóa và chiều dài thanh ferít l vẫn chọn sao cho sóng H_{11} truyền dọc theo thanh ferít mặt phẳng phân cực của sóng bị quay đi một góc 45° theo chiều kim đồng hồ, ở đầu phía nhánh (1) ta chỉ đặt một tấm điện môi song song với thành rộng của ống dẫn sóng.

Rõ ràng từ giản đồ vectơ hình 3.97, ta thấy khi sóng đi từ nhánh (1) sẽ rẽ sang nhánh (2), còn nếu truyền sóng từ nhánh (2) sẽ không có sóng vào nhánh (1). Sóng sẽ bị tấm điện môi ở phía nhánh (1) đặt song song với đường sức điện trường lúc này hấp thụ rất mạnh. Phần tử làm việc cho sóng đi theo 1 chiều từ (1) sang (2) nên được gọi là van Pharadây.

Ngoài các phần tử có ferít trong ống sóng chữ nhật và tròn, còn có một số phần tử

có ferit trên ống dẫn sóng đồng trục và mạch dải. Các thiết bị này cũng có tính chất tương tự như ở ống dẫn sóng chữ nhật và tròn (xem trong tài liệu [6], [7]).

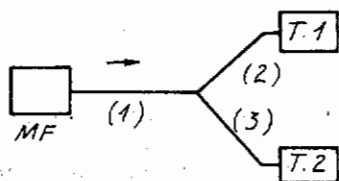
HÌNH 3.97



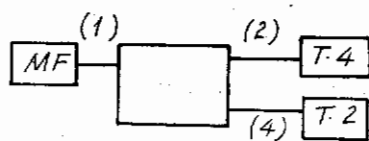
d) Một vài ứng dụng của các phần tử siêu cao có ferit

1. Bộ chuyển mạch nhanh

Bộ chuyển mạch nhanh được sử dụng trên bộ xiềcculato đối xứng chữ Y. Nhánh (1) lắp với máy phát năng lượng siêu cao tần, còn nhánh (2) và (3) nối với 2 tuyến cần dẫn sóng (hình 3.98).



HÌNH 3.98



HÌNH 3.99

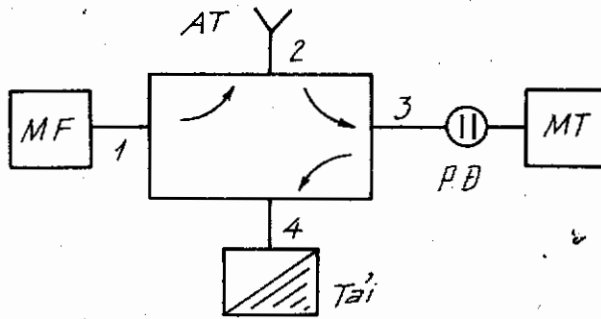
Việc thay đổi chiều từ trường không đổi H_0 được thực hiện bằng nam châm điện qua thay đổi chiều dòng điện. Khi thay đổi chiều dòng điện chảy trong nam châm ta thực hiện được việc dẫn năng lượng siêu cao lần lượt từ máy phát vào các tuyến (1) và tuyến (2). Tốc độ của bộ chuyển mạch này khá lớn.

Bộ chuyển mạch nhanh cũng có thể thực hiện trên xiềcculato 4 nhánh loại phân cực (hình 3.99). Ở đây máy phát được lắp vào nhánh 1, hai tuyến dẫn năng lượng lắp vào nhánh 2 và 4. Ta không dùng nhánh 3.

2. Bộ đảo mạch anten rada

Trong các rada một anten dùng chung cho cả máy phát và máy thu người ta sử dụng bộ xiềcculơ làm bộ phân đường cho tín hiệu thu và phát. Nhánh 1 của xiềcculơ 4 nhánh lắp với máy phát, nhánh 2 lắp với anten chung, nhánh 3 gắn với đầu vào máy thu qua bộ phóng điện bảo vệ còn nhánh 4 lắp với tải hấp thụ (hình 3.100).

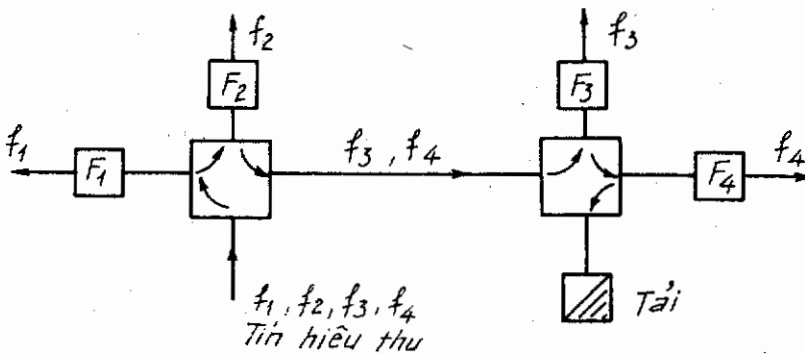
Khi máy phát làm việc công suất lớn từ máy phát đi ra anten có thể có một phần năng lượng phản xạ từ anten sang máy thu nhưng lúc này bộ phóng điện làm việc, làm ngắn mạch máy thu và tín hiệu phản xạ sẽ đi đến tải hấp thụ mà không về máy phát làm máy phát công tác ổn định. Khi máy phát nghỉ các tín hiệu phản xạ từ mục tiêu qua anten đi vào máy thu, lúc này bộ phóng điện không làm việc.



HÌNH 3.100

3. Bộ tách các kênh tần số (hoặc các rãnh tần số)

Trong thông tin tiếp sức có nhiều kênh tần số cao tần, ở nơi thu ta cần tách các kênh riêng rẽ bằng cách sử dụng bộ tách kênh tần số. Bộ tách kênh tần số này được hình thành từ các xiềcculơ và các bộ lọc thông dải. Chẳng hạn hình 3.101 mô tả một bộ tách kênh 4 tần số cao tần dùng 2 xiềcculơ và 4 bộ lọc thông dải F_1, F_2, F_3, F_4 .



HÌNH 3.101

3.13. PHỐI HỢP TRỞ KHÁNG Ở SIÊU CAO TẦN

Vấn đề phối hợp trở kháng bao giờ cũng là vấn đề rất được quan tâm trong kỹ

thuật siêu cao tần. Vì khi lắp ráp các phần tử khác nhau trong tuyến siêu cao bao giờ cũng xuất hiện các bất đồng nhất và do đó xuất hiện sóng phản xạ. Nhiệm vụ cơ bản của vấn đề phối hợp trở kháng ở siêu cao là làm sao đảm bảo trong tuyến siêu cao tần sóng phản xạ là ít nhất hoặc đảm bảo cho trong tuyến siêu cao hệ số sóng đứng K_v hay hệ số sóng chạy K_{sc} đạt yêu cầu để ra trong một dải tần nhất định.

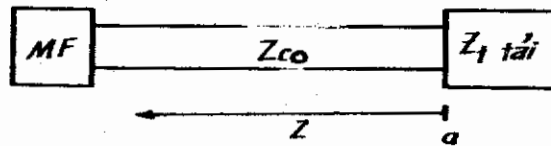
Chế độ sóng trong tuyến siêu cao tần được phản ánh đầy đủ qua hệ số phản xạ hay đại lượng đo đặc dễ dàng hơn là hệ số sóng đứng hay sóng chạy. Ta hãy trình bày tóm tắt mối quan hệ trên của đường truyền siêu cao tần dựa vào những kết quả của lý thuyết đường dây dài trong giáo trình lý thuyết mạch.

a) Sóng đứng và sự phản xạ trên đường truyền

Ta đều biết rằng các đường truyền năng lượng siêu cao tần trong một dải tần công tác với một dạng sóng nhất định đều được biểu diễn qua sơ đồ tương đương dưới dạng đường dây dài có trở sóng đặc tính là Z_{c0} . còn các bất đồng nhất trên đường truyền thì được biểu diễn bằng sơ đồ tương đương hoặc dưới dạng điện dung điện cảm, hoặc khung LC mắc song song, nối tiếp và trở thuần mắc nối tiếp hoặc song song với đường truyền.

Do đó có thể mô tả các chế độ của sóng trong tuyến siêu cao tần bằng các kết quả nhận được trong lý thuyết đường dây dài.

Giả sử có đường truyền năng lượng siêu cao tần không tổn hao một đầu lắp máy phát và đầu cuối lắp tải Z_t , trở sóng đặc tính của đường truyền Z_{c0} . Ta gán đường truyền này với trục tọa độ Oz tính gốc O tại tải (hình 3.102).



HÌNH 3.102

Trên đường truyền sóng từ máy phát tới tải có biên độ phức là a và sóng phản xạ tại tải với biên độ phức là b sẽ tạo ra sóng đứng trên đường truyền. Điện áp chuẩn hóa (gọi tắt là điện áp) và dòng điện chuẩn hóa (gọi tắt là dòng điện) trên đường truyền tại tiết diện Z bất kỳ theo (3.1.10) có dạng:

$$\begin{aligned} \bar{v}(z) &= a + b \\ \bar{i}(z) &= a - b \end{aligned} \quad (3.13.1)$$

và trở kháng chuẩn hóa tại tiết diện này theo (3.1.11) là:

$$\bar{Z}_{ch}(z) = \frac{\bar{v}(z)}{\bar{i}(z)} = \frac{a + b}{a - b} \quad (3.13.2)$$

Hệ số phản xạ tại tiết diện (z) theo (3.1.13) và (3.1.15) là:

$$\bar{R}(z) = \frac{b}{a} = \frac{\bar{Z}_{ch}(z) - 1}{\bar{Z}_{ch}(z) + 1} \quad (3.13.3)$$

Nếu gọi R_1 là hệ số phản xạ của tải ($z = 0$) và $\bar{Z}_1 = \frac{Z_1}{Z_{co}}$ là trở tải chuẩn hóa thì rõ ràng từ (3.13.3) ta nhận được:

$$R_1 = R(0) = \frac{\bar{Z}_1 - 1}{\bar{Z}_1 + 1} \quad (3.13.4)$$

Từ biểu thức (3.3.2) khi coi R_1 là $R(z)$ và R_2 là R_1 thì từ biểu thức (3.13.4) ta có:

$$R(z) = R_1 e^{-2i\beta z} = \frac{\bar{Z}_1 - 1}{\bar{Z}_1 + 1} e^{-2i\beta z} \quad (3.13.5)$$

suy ra được:

$$|R(z)| = |R_1| = |R|$$

Vậy môđun của hệ số phản xạ trên đường truyền là không đổi và bằng môđun hệ số phản xạ từ tải. Nghĩa là hệ số phản xạ $R(z)$ trên đường truyền được xác định hoàn toàn bởi tính chất của tải mắc ở cuối đường truyền, tức là xác định chế độ sóng đứng của nó.

Bây giờ ta biểu diễn hệ số phản xạ tải dưới dạng:

$$R_1 = |R_1| e^{i\varphi_1}$$

Từ (3.13.5) ta có thể viết:

$$R(z) = |R_1| e^{i(\varphi_1 - 2\beta z)} = |R| e^{i(\varphi_1 - 2\beta z)} \quad (3.13.6)$$

và:
$$\bar{v}(z) = a(1 + |R| e^{i(\varphi_1 - 2\beta z)})$$

$$\bar{i}(z) = a(1 - |R| e^{i(\varphi_1 - 2\beta z)}) \quad (3.13.7)$$

hay:
$$\frac{\bar{v}(z)}{a} = 1 + |R| e^{i(\varphi_1 - 2\beta z)}$$

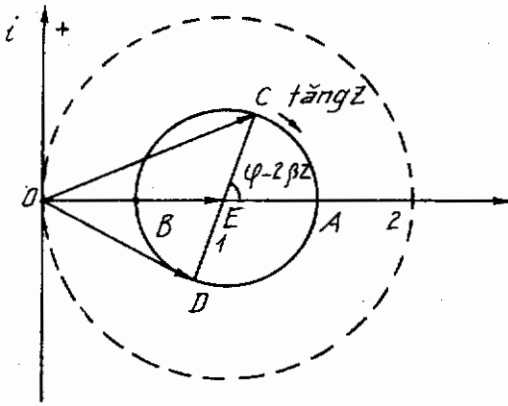
$$\frac{\bar{i}(z)}{a} = 1 - |R| e^{i(\varphi_1 - 2\beta z)} \quad (3.13.8)$$

Các biểu thức (3.13.8) được biểu diễn bằng đồ thị giản đồ vectơ ở hình 3.103.

Đoạn OC và OD chỉ môđun của $\left| \frac{\bar{v}}{a} \right|$ và $\left| \frac{\bar{i}}{a} \right|$, bán kính EC của vòng tròn tâm E có

toạ độ (1, 0) trên trục thực chỉ môđun hệ số phản xạ $|R|$, đoạn OE bằng đơn vị, góc giữa bán kính vectơ EC và trục thực dương biểu thị góc pha $\varphi_1 - 2\beta z$ ứng với điểm C trên vòng tròn mô tả tiết diện z trên đường truyền.

Khi ta tăng z tức dịch chuyển tiết diện theo hướng xa dần tải làm góc pha $\varphi_1 - 2\beta z$ giảm ứng với điểm C quay trên vòng tròn ở hình 3.103 theo chiều kim đồng hồ (góc pha giảm). Vòng tròn tâm E bán kính $|R|$ là quỹ tích tỉ số môđun điện áp và sóng tới hoặc môđun dòng điện và sóng tới.



HÌNH 3.103

Vì $|R|_{\max} = 1$ nên vòng tròn quỹ tích trên có bán kính lớn nhất là đơn vị (vòng tròn vẽ nét đứt ở hình 3.103).

Điểm A ứng với trường hợp $\left| \frac{\bar{v}(z)}{a} \right|_{\max}$

hoặc $\left| \frac{\bar{i}(z)}{a} \right|_{\max}$ nên gọi là điểm bụng (điện áp hay dòng điện).

Điểm B ứng với trường hợp $\left| \frac{\bar{v}(z)}{a} \right|_{\min}$

hoặc $\left| \frac{\bar{i}(z)}{a} \right|_{\min}$ nên gọi là điểm nút (điện hoặc áp hay dòng điện).

Từ đồ thị h.3.103 ta thấy rằng tại các điểm bụng hay điểm nút thì điện áp và dòng điện đồng pha.

Khi điện áp có giá trị cực đại thì dòng điện có giá trị cực tiểu hoặc ngược lại khi điện áp là cực tiểu thì dòng điện lại là cực đại. Trở kháng chuẩn hóa tại các điểm nút hay điểm bụng có đặc tính thuần trở.

Khi một điểm trên vòng tròn quỹ tích quay được một vòng thì góc pha $(\varphi_1 - 2\beta z)$ biến đổi được một góc là 2π , do đó ứng với tiết diện z trên đường truyền dịch chuyển được một đoạn $l = \frac{\lambda}{2}$. Như vậy quy luật phân bố của $\left| \frac{\bar{v}}{a} \right|$ hoặc $\left| \frac{\bar{i}}{a} \right|$ có tính tuần hoàn

với chu kỳ $\frac{\lambda}{2}$ dọc theo trục z .

Chẳng hạn ta có:

$$\left| \frac{\bar{v}}{a} \right| = \sqrt{1 + |R|^2 + 2|R| \cos(\varphi_1 - 2\beta z)} \quad (3.13.9)$$

Vẽ đồ thị của $\left| \frac{\bar{v}}{a} \right|$ theo (3.13.9) trong các trường hợp khi $R = -1$ (tức là ứng với tải $z_t = 0$ hay ngắn mạch ở cuối đường truyền) khi $R = 1$ (tức là ứng với tải $z_t = \infty$ hay hở mạch ở cuối); khi $R = 0$ (tức $z_t = z_{co}$ khi đường truyền được phối hợp) và khi $0 < |R| < 1$ trên hình 3.104.

Từ đồ thị h.3.104 ta thấy khi $|R| = 1$ thì đồ thị có đặc tính dạng cosin lật, khi $R = 0$ biên độ điện áp không đổi dọc đường truyền ứng với chế độ sóng chạy thuần túy; khi R là tùy ý thì đồ thị có dạng khác cosin, trong đó ở các điểm nút nhọn hơn ở các điểm bụng. Ta lợi dụng đặc điểm này để chế tạo thiết bị đo bước sóng trong đường truyền từ các điểm nút liên tiếp nhau:

$$\lambda = 2 |z_{\min 1} - z_{\min 2}| \quad (3.13.10)$$

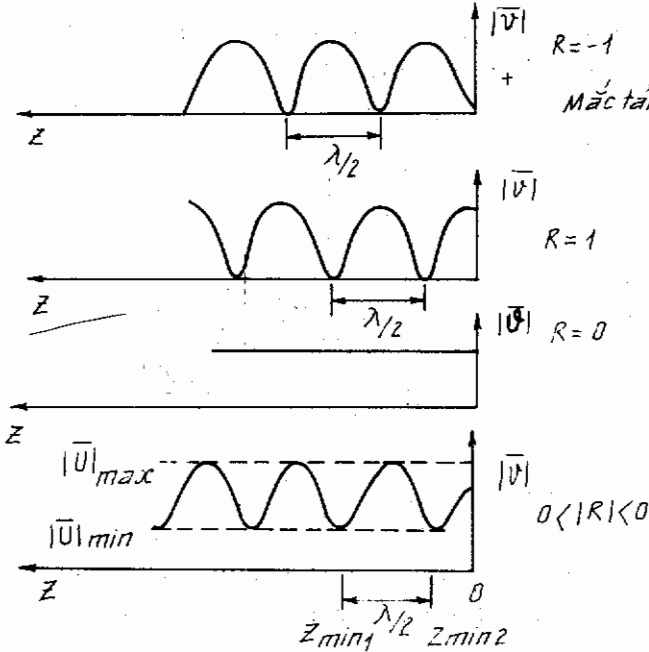
Ta đã biết rằng hệ số phản xạ cho biết chế độ của sóng đứng trên đường truyền nhưng việc đo hệ số phản xạ thường gặp nhiều khó khăn nên người ta thay việc này bằng một đại lượng dễ đo bằng thực nghiệm là hệ số sóng đứng điện áp K_d (hay gọi tắt là hệ số sóng đứng) hoặc hệ số sóng chạy $K_{ch} = \frac{1}{K_d}$.

Từ (3.1.16) ta đã có mối quan hệ giữa hệ số phản xạ và hệ số sóng đứng.

$$K_d = \frac{1+|R|}{1-|R|} = \frac{|\bar{v}|_{\max}}{|\bar{v}|_{\min}} \quad (3.13.11)$$

$$K_{ch} = \frac{1-|R|}{1+|R|} = \frac{|\bar{v}|_{\min}}{|\bar{v}|_{\max}}$$

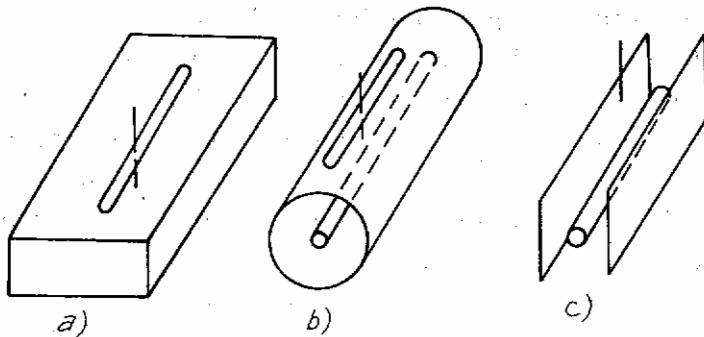
Từ (3.13.11) và (3.13.5) ta thấy giá trị của K_d được xác định bởi tính chất của tải mắc ở cuối đường truyền. Khi biết K_d có thể biết được sóng đứng trên đường truyền. Phần tử siêu cao để xác định hệ số sóng đứng trong đường truyền là đường dây đo.



HÌNH 3.104

b) Đường dây đo

Một đoạn đường truyền siêu cao có vận tốc siêu cao (hay thiết bị chỉ thị) dịch chuyển dọc theo nó gọi là đường dây đo. Đường dây đo là một phần tử được sử dụng rất rộng rãi trong tuyến siêu cao dùng để xác định chế độ sóng trên nó.

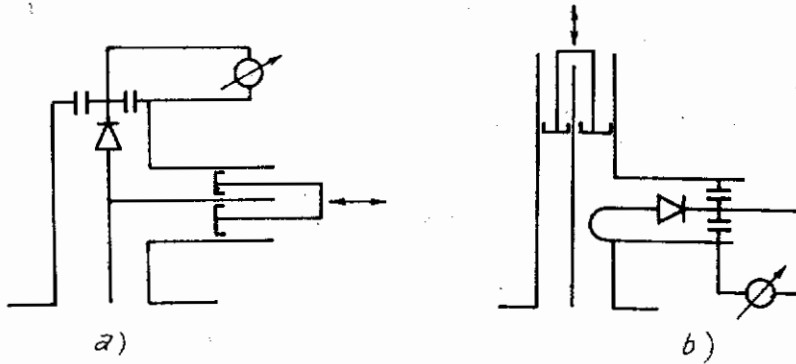


HÌNH 3.105

Về mặt cấu tạo, đường dây đo gồm có một đoạn đường truyền như: ống dẫn sóng chữ nhật, ống dẫn sóng đồng trục hay mạch dải, có khe hẹp dọc, một que dò mảnh được đặt song song với đường sức điện trường dịch chuyển dọc theo khe hẹp, que dò trên được nối với thiết bị chỉ thị siêu cao thường là diốt tách sóng và đồng hồ μA (hình 3.105 a,b,c).

Hai đầu của đường dây đo có gắn các mặt bích để ghép nó vào tuyến siêu cao tần đo, đồng thời cơ cấu cơ khí đảm bảo giữ cho que dò dịch chuyển luôn song song ở giữa khe hẹp và có độ sâu nhất định đảm bảo ghép năng lượng ra thiết bị chỉ thị cỡ 1-2% công suất truyền trong tuyến siêu cao.

Đầu tách sóng cùng que dò trong đường dây đo thường gắn trong một khối dạng đường truyền đồng trục được dịch chuyển dọc đường dây đo và có cơ cấu phối hợp trở kháng bằng pittông ngăn mạch và vít điều chỉnh độ sâu cần thiết của dò. Dọc đường dây đo còn gắn thước để đánh dấu vị trí dịch chuyển của que dò. Diốt tách sóng mắc trong đường dây đo thường có sơ đồ như ở hình 3.106a,b.



HÌNH 3.106

Khi dịch chuyển que dò dọc theo khe hẹp của đường dây đo, trên đồng hồ chỉ thị cho ta dòng tách sóng tỉ lệ với điện áp dọc đường truyền với quan hệ:

$$i_{ts} = k |u|^m$$

ở đây k và m là các tham số phụ thuộc vào tính chất và chế độ làm việc của diốt. Khi dòng tách sóng nhỏ dưới 20mA thì diốt tách sóng làm việc ở chế độ tách sóng bình phương. Nên ta có thể xác định được hệ số sóng đứng theo công thức.

$$K_d = \sqrt{\frac{i_{ts \max}}{i_{ts \min}}} \quad (3.13.12)$$

Dùng đường dây đo ta xác định được bước sóng pha trong đường truyền theo công thức (3.13.10). Khi đo hệ số sóng đứng bằng đường dây đo thường có các sai số gây ra do cấu trúc như: độ không đồng đều về độ sâu của que dò và vị trí ở giữa khe hẹp của dò khi dịch chuyển, sự bất đồng nhất trong đường dây. Ngoài ra trong đường dây đo còn có sai số điện gây nên sự méo trường bởi que dò đưa vào trong đường dây. Do đó bức tranh sóng đứng của trường có khác đi. Nguyên nhân của nó là do que dò khi mắc vào đường truyền tương đương như một dẫn nạp phức $Y_d = g_d + ib_d$ mắc song song vào đường truyền. Thành phần kháng gây nên méo trường, còn thành phần thuận gây ra tổn hao công suất. Do đó để giảm sai số này ta phải điều chỉnh đầu tách sóng cho thật phối hợp. Khi phối hợp que dò với đường dây đo thì thành phần kháng bằng không.

Vị thành phần thuận dẫn nạp của dò phụ thuộc vào công suất truyền trong

đường dây và độ ghép của que dò. Để giảm sai số do thành phần thuận của que dò, ta ghép lỏng và đường dây do làm việc với công suất nhỏ. Các đường dây do thông thường có thể xác định được trong khoảng $K_d = 1,01-1,02$ đến 30-50 với công suất truyền lớn nhất là 1W.

Để đo K_d trong tuyến siêu cao tần với mức công suất lớn người ta thường dùng các thiết bị khác, chẳng hạn như phản xạ kế ở § 3.10.

c) Đồ thị vòng VonpeSmit

Khi giải các bài toán về phối hợp trở kháng người ta sử dụng một công cụ rất có hiệu quả cả trong lý thuyết cũng như trong thực tế là đồ thị vòng VonpeSmit.

Trong mục này chỉ nêu tóm tắt cấu tạo của đồ thị vòng và giới thiệu một số ứng dụng cơ bản của đồ thị vòng. Việc xây dựng đồ thị này được trình bày tỉ mỉ trong tài liệu [2].

1. Cấu trúc của đồ thị vòng

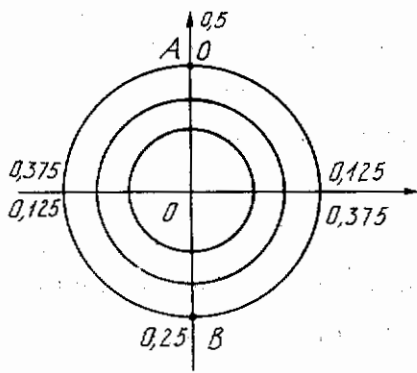
Đồ thị vòng VonpeSmit được xây dựng trên tọa độ cực của mặt phẳng phức, nó biểu diễn các tham số cơ bản trong đường truyền như: hệ số phản xạ, hệ số sóng đứng K_d hoặc hệ số sóng chạy K_{ch} , trở kháng chuẩn hóa $\bar{Z}_{ch}(z)$ và dẫn nạp chuẩn hóa $\bar{Y}_{ch}(z)$ tại một tiết diện bất kì. Nó có cấu trúc như sau:

- Họ vòng tròn đồng tâm O với bán kính R từ $0 \div 1$ mô tả môđun của hệ số phản xạ hoặc giá trị của hệ số sóng đứng hoặc sóng chạy. Tại vòng tròn bán kính lớn nhất $R = 1$, ta khắc độ các pha của hệ số phản xạ theo giá trị tương đối l/λ có giá trị từ 0 đến 0,5 theo hai chiều ngược nhau với gốc ở điểm A. (hình 3.107).

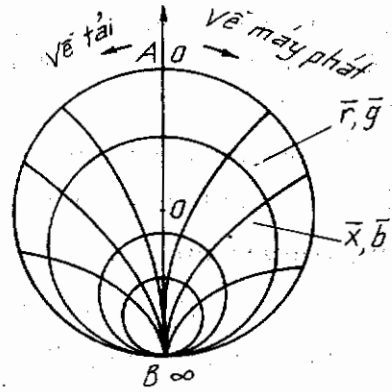
Họ vòng tròn có tâm nằm trên trục thực AB trong đoạn OB có bán kính bằng $\frac{1}{1+\bar{r}}$ đối với trở kháng hay bằng $\frac{1}{1+\bar{g}}$ đối với dẫn nạp, nó biến đổi từ $0 \div 1$.

Họ vòng tròn này chỉ các giá trị dẫn thuần $\bar{g} = \text{const}$ hay trở thuần $\bar{r} = \text{const}$. Các vòng tròn đều tiếp xúc với nhau tại điểm B (hình 3.108).

- Họ vòng tròn có tâm nằm trên đường thẳng song song với trục ảo đi qua điểm B với bán kính bằng $\frac{1}{\bar{x}}$ đối với trở kháng và bằng $\frac{1}{\bar{b}}$ đối với dẫn nạp, có bán kính thay đổi từ $0 \div \infty$. Họ vòng tròn này mô tả các giá trị kháng thuần $\bar{x} = \text{const}$ và điện nạp $\bar{b} = \text{const}$. Chúng cũng tiếp xúc với nhau tại điểm B. Một phần của họ vòng tròn trên trong vòng tròn bán kính đơn vị được vẽ ở hình 3.108. Phía phải trục thực các vòng tròn chỉ $\bar{X} > 0$ hoặc $\bar{b} > 0$, phía trái trục thực các vòng tròn cho ta các giá trị $\bar{X} < 0$ hoặc $\bar{b} < 0$.



HÌNH 3.107



HÌNH 3.108

Giao điểm của 2 họ vòng tròn trên mô tả điểm có trở kháng chuẩn hóa $\bar{Z}_{ch} = \bar{r} + i\bar{x}$ hoặc dẫn nạp chuẩn hoá $\bar{Y}_{ch} = \bar{g} + i\bar{b}$ trên đường truyền.

Tại điểm A trở kháng và dẫn nạp bằng 0 ($\bar{r} = \bar{x} = 0; \bar{g} = \bar{b} = 0$), còn ở điểm B thì trở kháng và dẫn nạp bằng ∞ ($\bar{r} = \bar{x} = \infty; \bar{g} = \bar{b} = \infty$).

- Trục thực AB mô tả các giá trị trở thuần và dẫn thuần.

- Bán kính OA là quỹ tích các điểm nút điện áp (đối với đồ thị trở kháng và là quỹ tích các điểm bụng áp (đối với đồ thị dẫn nạp), bán kính OB là quỹ tích các điểm bụng áp (với trở kháng) hay nút áp (với dẫn nạp).

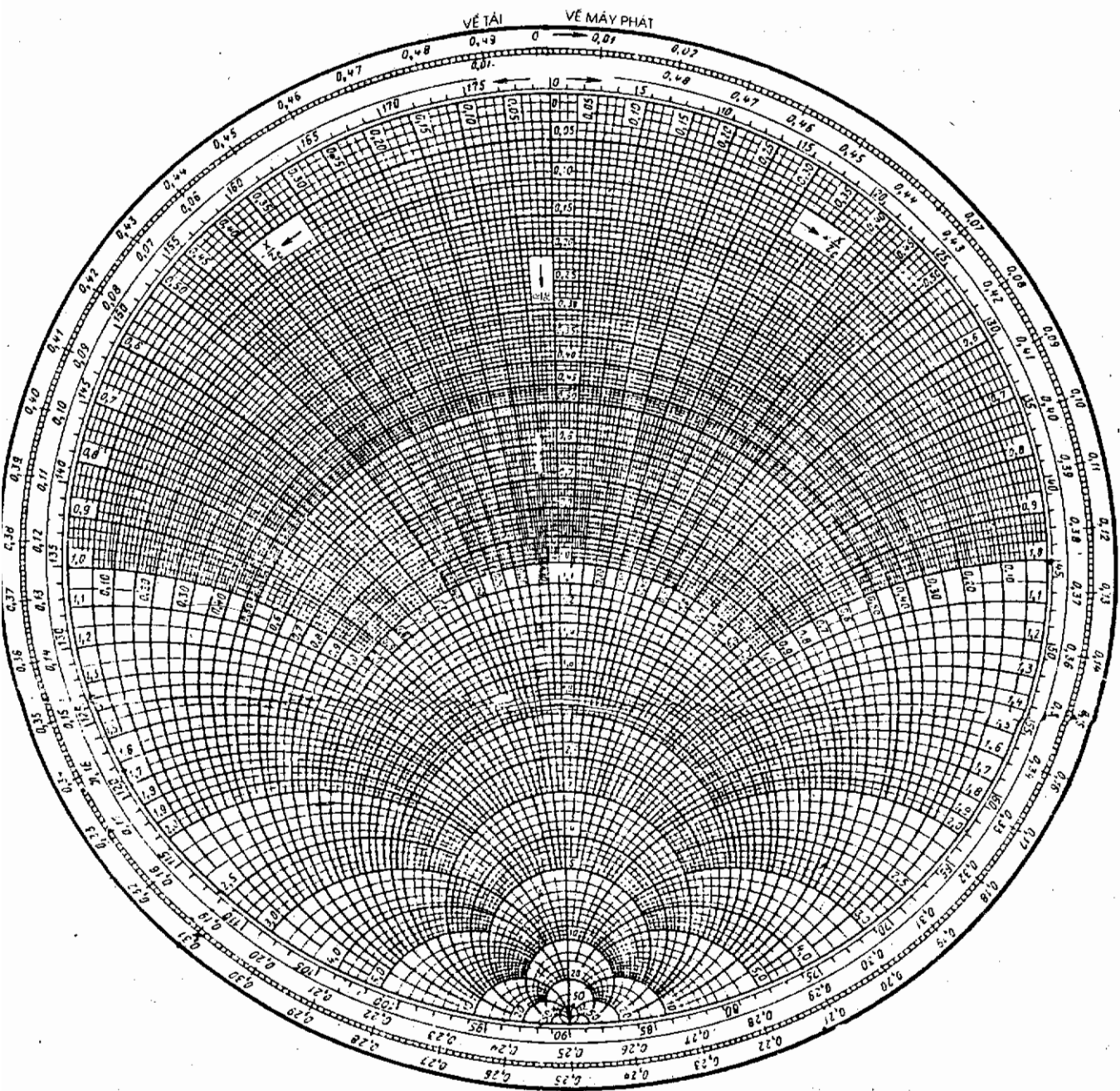
- Vòng tròn lớn nhất (bán kính đơn vị) chỉ các giá trị của kháng thuần \bar{x} hoặc điện nạp \bar{b} (vì $\bar{r} = 0$ và $\bar{g} = 0$).

- Tâm O của đồ thị biểu diễn chế độ phối hợp trở kháng lý tưởng trong đường truyền (có $\bar{r} = 1$ hoặc $\bar{g} = 1$, còn $\bar{x} = \bar{b} = 0$).

- Từ gốc A theo vòng tròn tâm O quay theo chiều kim đồng hồ cho chiều chuyển động trên đường truyền từ tải về máy phát, còn chiều ngược chiều kim đồng hồ ứng với dịch chuyển trên đường truyền từ máy phát về tải.

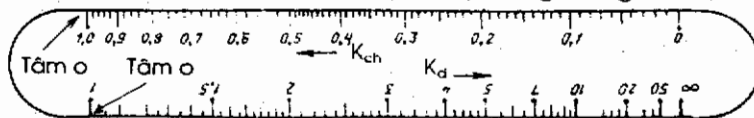
Thường để đỡ phức tạp trong khi vẽ, trên đồ thị vòng các vòng tròn đồng tâm O chỉ $|R|$ hoặc K_d, K_{ch} vẽ bằng nét đứt hoặc không vẽ. Thay cho nó ta dùng thước mica có khắc độ gắn quay quanh tâm O.

Trên hình 3.109 cho ta một dạng đầy đủ có thể sử dụng trong thực tế của đồ thị vòng VonpeSmit.



ĐỒ THỊ VÒNG VÔN - PE - SMIT

Thang đo hệ số sóng chạy, sóng đứng



HÌNH 3.109

2. Những ứng dụng cơ bản

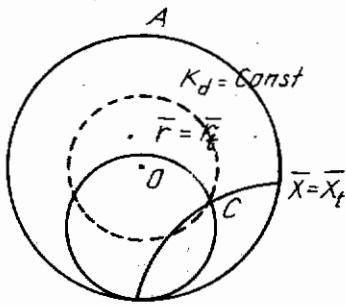
2.1. Biểu diễn trở kháng chuẩn hóa của tải và hệ số sóng đứng

Giả sử có đường truyền siêu cao có trở sóng đặc tính là z_{co} ở cuối mắc tải với giá trị z_t . Hãy tìm điểm biểu diễn z_t trên đồ thị vòng và hệ số sóng đứng trên đường truyền.

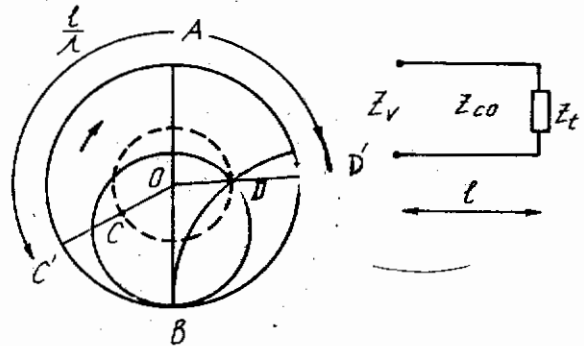
Vì đồ thị vòng trở kháng dùng cho các đơn vị tương đối tức là với các trở kháng chuẩn hóa, nên hãy tính với tải chuẩn hóa:

$$\bar{z}_t = \frac{z_t}{z_{co}} = \bar{r}_t + i\bar{x}_t$$

Ta tìm trên giản đồ giao điểm của hai vòng tròn $\bar{r} = \bar{r}_t$ và $\bar{x} = \bar{x}_t$. Giao điểm này chính là điểm biểu diễn tải cần tìm. Trên hình 3.110 là điểm C. Từ điểm C ta vẽ vòng tròn tâm O bán kính OC sẽ được vòng tròn chỉ K_d cần tìm. Vòng tròn này cắt trục thực AB tại điểm có khác độ sẽ cho giá trị K_d .



HÌNH 3.110



HÌNH 3.111

2.2. Xác định trở kháng vào của đường truyền cách tải một khoảng l khi biết trở tải: giả sử ta có đường truyền không tổn hao với trở sóng đặc tính là z_{co} ở cuối mắc tải z_t , hãy xác định trở kháng ở lối vào của đường truyền cách tải một khoảng l , bước sóng công tác trên đường truyền là λ . Trước hết ta tìm điểm biểu diễn tải chuẩn hóa trên đồ thị vòng. Đó là điểm C trên hình 3.111 giống như ở mục 2.1.

$$\bar{z}_t = \frac{z_t}{z_{co}} = \bar{r}_t + i\bar{x}_t$$

Vẽ vòng tròn tâm O bán kính OC sẽ là vòng tròn $K_d = \text{const}$ trên đường truyền. Từ O kẻ bán kính qua C cắt vòng tròn đơn vị tại C' đó là điểm ứng với điểm mắc tải. Từ điểm C' ta dịch chuyển theo vòng tròn đơn vị theo chiều kim đồng hồ (tức là theo chiều về máy phát) một đoạn tương đối là $\frac{l}{\lambda}$ sẽ được điểm D'. Nối bán kính OD' cắt vòng tròn, $K_d = \text{const}$ tại D. Từ đây ta nhận được 2 giá trị ứng với giao điểm của 2 vòng tròn $\bar{r}_v = \bar{r} = \text{const}$, $\bar{x}_v = \bar{x} = \text{const}$.

Trở vào tại tiết diện cách z_1 một khoảng l là:

$$z_v = z_{co} (\bar{r}_v + i\bar{x}_v)$$

2.3. Xác định trở tải

Bây giờ cần phải xác định trở kháng tải mắc ở cuối đường truyền khi đã xác định được hệ số sóng đứng K_d và khoảng cách từ tải tới điểm nút áp đầu tiên là d_{min} . Đường truyền có trở sóng đặc tính z_{co} và công tác ở bước sóng λ .

Ta biết rằng quỹ tích các điểm nút áp của sóng đứng biểu diễn trên đoạn OA của đồ thị vòng với trở kháng. Do đó ta dựng vòng tròn $K_d = \text{const}$ cắt trục AB tại E. Điểm này chính là điểm biểu diễn nút đầu tiên trên đường truyền cách tải một

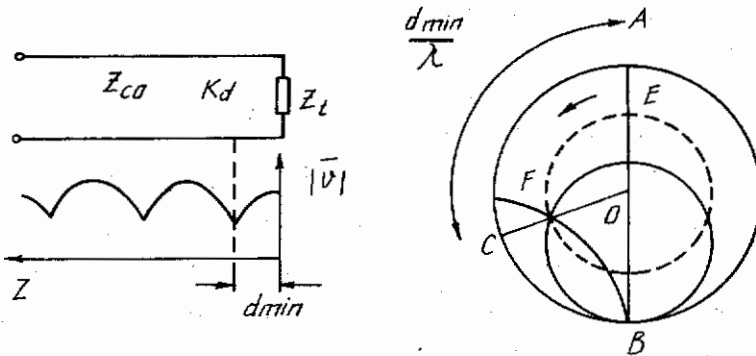
khoảng d_{min} (hình 3.112). Ta lấy A làm gốc dịch chuyển trên vòng tròn lớn (bán kính đơn vị) theo chiều về tải (ngược chiều kim đồng hồ) một đoạn là $\frac{d_{min}}{\lambda}$ sẽ nhận được điểm C.

Nối OC cắt vòng tròn $K_d = \text{const}$ tại F. Qua F ta nhận được 2 vòng tròn có giá trị $\bar{r}_1 = \text{const}$ và $\bar{x}_1 = \text{const}$. Và cuối cùng nhận được trở kháng tải là:

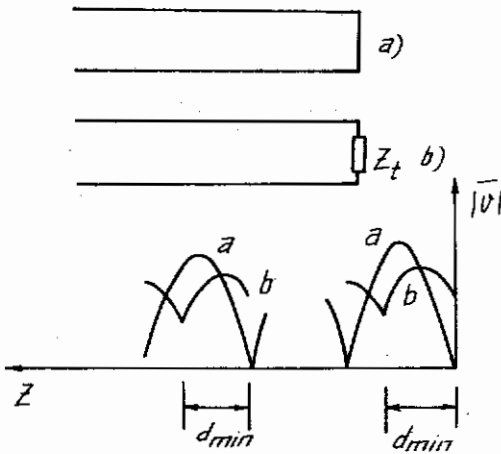
$$z_t = z_{co} (\bar{r}_t + i\bar{x}_t)$$

Khi dùng đường dây đo không phải luôn xác định được dễ dàng khoảng cách d_{min} từ điểm nút đầu tiên đến tải. Tuy nhiên ta có thể xác định vị trí của các điểm nút khác, vì các điểm nút cách nhau một số nguyên lần nửa bước sóng.

song việc này cũng có khi gặp khó khăn. Chúng ta dễ dàng khắc phục khó khăn trên nhờ phép đo phụ với tải ngắn mạch. Khi lắp tải ngắn mạch chúng ta xác định được một vị trí của nút thuận lợi nhất trong đường dây. Sau đó lắp tải vào và ta nhận được một điểm nút khác gần điểm nút trước nhất về phía máy phát. Khoảng cách d_{min} giữa 2 điểm nút trên chính bằng khoảng cách d_{min} từ điểm nút đầu tiên đến tải hình 3.113.



HÌNH 3.112



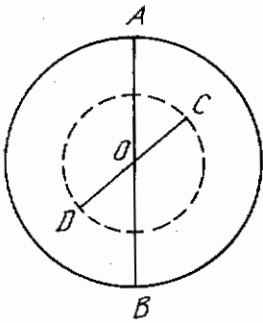
HÌNH 3.113

2.4. **Xác định dẫn nạp khi biết trở kháng:** ta đã biết dẫn nạp tại một tiết diện z bất kì trên đường truyền có thể tính dựa trên phép lấy nghịch đảo của trở kháng tại tiết diện này. Nhưng ta có thể xác định được dẫn nạp từ trở kháng dựa vào đồ thị vòng một cách dễ dàng hơn. Từ các biểu thức (3.3.8) và (3.3.9) ta nhận được mối quan hệ giữa trở kháng ở 2 tiết diện z_1 và z_2 cách nhau một đoạn bằng $\frac{\lambda}{4}$ là:

$$\frac{z_1}{z_{co}} = \frac{z_{co}}{z_2} \quad \text{hay} \quad \bar{z}_1 = \frac{1}{\bar{z}_2} = \bar{y}_2$$

Như vậy ta nhận được quan hệ: trở kháng tại tiết diện bất kì bằng dẫn nạp tại tiết diện cách tiết diện trên một khoảng bằng $\frac{\lambda}{4}$. Việc tìm trở kháng chuẩn hóa ở tiết

diện cách một khoảng $\frac{\lambda}{4}$ được thực hiện trên đồ thị vòng bằng cách dịch chuyển theo vòng tròn $K_d = \text{const}$ đi một khoảng $\frac{l}{\lambda} = 0,25$. Hay là thực hiện phép lấy đối xứng trên vòng tròn $K_d = \text{const}$ qua tâm O . Vậy ta có thể nhận được dẫn nạp từ trở kháng qua phép lấy đối xứng qua vòng tròn $K_d = \text{const}$ (hình 3.114). Điểm C biểu diễn trở kháng còn điểm D biểu diễn dẫn nạp trên đồ thị vòng ở hình 3.114.



HÌNH 3.114

d) Ý nghĩa của vấn đề phối hợp trở kháng

1. Do mất phối hợp nên trong tuyến siêu cao có sóng đứng. Thực hiện việc phối hợp trở kháng ở siêu cao có nghĩa là dùng những phần tử phối hợp đưa vào đường truyền để làm giảm đến mức tối đa sự phản xạ sóng trong một dải tần xác định. Khi trong tuyến siêu cao đã được phối hợp trở kháng lý tưởng thì chỉ có sóng chạy thuần túy tức là có $K_{ch} = 1$. Việc phối hợp trở kháng đóng vai trò rất quan trọng trong thực tiễn và là vấn đề hay gặp trong kỹ thuật siêu cao tần. Thật vậy, nếu trong tuyến siêu cao tần khi mất phối hợp trở kháng sẽ gây ra tác hại xấu như sau:

Ta biết rằng: công suất truyền lan từ máy phát đến tải trên đường truyền được xác định theo công thức:

$$P_{t\grave{a}i} = P_{t\grave{a}i} - P_{p\grave{x}} = P_{t\grave{a}i} (1 - |R|^2)$$

Khi tải được phối hợp với đường truyền thì:

$$|R| = 0, \quad P_{t\grave{a}i} = P_{t\grave{a}i} \quad \text{và đạt giá trị cực đại.}$$

Khi tải mất phối hợp với đường truyền, do $|R| > 0$ nên

$$P_{t\grave{a}i} < P_{t\grave{a}i \max}$$

Công suất truyền từ máy phát đến tải giảm.

2. Từ lý thuyết đường truyền, ta có biểu thức xác định công suất truyền lan tới hạn dọc đường truyền là:

$$P_{th} = P_{th\max} \frac{1-|R|}{1+|R|} = \frac{P_{th\max}}{K_d}$$

Ở đây $P_{th\max}$ là công suất truyền lan tới hạn khi đường truyền được phối hợp hoàn toàn $|R| = 0$ (hay $K_d = 1$). Rõ ràng nó là công suất truyền lan lớn nhất đường truyền có thể chịu đựng được mà không xảy ra hiện tượng đánh lửa. Khi mất phối hợp trở kháng, tức $|R| \neq 0$ hay $K_d > 1$ thì $P_{th} < P_{th\max}$ tức là công suất truyền lan tới hạn trên đường truyền giảm đi, trên đường truyền có sóng đứng và tại các điểm bụng của nó dễ xảy ra hiện tượng đánh lửa nếu truyền công suất lớn hơn giá trị tới hạn.

3. Nếu trong đường truyền mất phối hợp, thì sự suy giảm sóng trong nó lớn, tiêu hao năng lượng lớn làm giảm hiệu suất của đường truyền.

Hàm suy giảm công tác L của một đoạn đường truyền dài l với sóng truyền trên nó được xác định theo công thức:

$$L = 10 \lg \frac{P_{vào}}{P_{ra}} = 10 \lg \frac{1-|R|^2 e^{-2\alpha l}}{(1-|R|^2) e^{-2\alpha l}}$$

với α là hệ số tiêu hao.

Khi đường truyền được phối hợp hoàn toàn tức là $|R| = 0$ thì:

$$L = L_{\min} = 10 \lg e^{2\alpha l} = 20 \alpha l \lg e = 8,68 \alpha l \text{ (dB)}$$

Nếu đường truyền bị mất phối hợp, tức là $|R| \neq 0$ thì $L > L_{\min}$, tức là tiêu hao trong đường truyền tăng lên làm giảm hiệu suất của nó.

4. Ngoài ra khi đường truyền bị mất phối hợp sóng phản xạ sẽ trở về máy phát làm ảnh hưởng đến chế độ làm việc ổn định của máy phát cả về phương diện công suất lẫn tần số.

Do đó trong tuyến siêu cao tần, máy phát thường được lắp qua thiết bị phối hợp với đường truyền. Các thiết bị này có thể là các phần tử cách li như: các bộ suy giảm biến đổi hoặc các bộ van.

Vấn đề phối hợp trở kháng thường được chia làm 2 loại là phối hợp trở kháng dải hẹp và dải rộng. Sau đây là tóm tắt nguyên tắc dùng các phần tử phối hợp để giải quyết bài toán phối hợp trong đường truyền đã đặt ra.

e) Phối hợp trở kháng dải hẹp

Phối hợp trở kháng ở một tần số cố định hay xung quanh nó với dải hẹp về mặt lý thuyết có thể đảm bảo dùng các phần tử phối hợp đạt được chế độ gần lý tưởng. Các phần tử phối hợp được đưa vào trong đường truyền chỉ cần dùng các phần tử kháng thuần nên không gây ra tiêu hao năng lượng. Đó là các biến áp $\frac{\lambda}{4}$ và các phần tử kháng thuần như que dò, tấm chắn, hay Slâyphơ. Sau đây ta xét nguyên tắc phối hợp trở kháng dùng biến áp $\frac{\lambda}{4}$ và phần tử kháng thuần biến đổi.

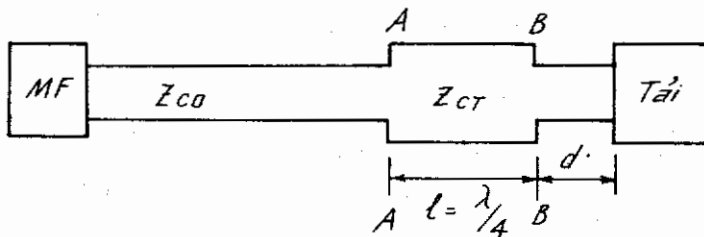
1. Biến áp $\frac{\lambda}{4}$

Biến áp $\frac{\lambda}{4}$ chính là một đoạn đường truyền đồng nhất không tiêu hao năng lượng có độ dài bằng một phần tư bước sóng công tác và có trở sóng đặc tính Z_{CT} . Dùng biến áp $\frac{\lambda}{4}$ mắc vào giữa đường truyền và tải, có thể đảm bảo phối hợp sao cho trên đoạn đường truyền từ chỗ nối biến áp trở về máy phát không có sóng phản xạ. Về mặt vật lý điều đó được giải thích là do sóng phản xạ tại 2 đầu nối của biến áp dài $l = \frac{\lambda}{4}$ sẽ ngược pha nhau, nếu biên độ của các sóng phản xạ này chọn được bằng nhau, chúng sẽ triệt tiêu nhau ở lối vào của biến áp.

Ta có thể tính toán một cách định lượng bài toán phối hợp trở kháng dùng biến áp $\frac{\lambda}{4}$ qua đồ thị vòng VonpeSmit.

Ta có đường truyền với trở kháng sóng đặc tính Z_{co} một đầu lắp với máy phát, ở cuối mắc tải với trở kháng là Z_t được phối hợp bằng biến áp $\frac{\lambda}{4}$ (hình 3.115). Ta cần xác định giá trị trở sóng của biến áp là Z_{CT} và khoảng cách d từ chỗ mắc biến áp đến tải.

Ta đã biết tính chất đặc biệt của đoạn đường truyền có chiều dài $l = \frac{\lambda}{4}$ là các trở kháng tại tiết diện 2 đầu AA và BB liên quan bởi hệ thức sau: (theo 3.3.9).



HÌNH 3.115

$$Z_{AA} \cdot Z_{BB} = Z_{CT}^2$$

$$\text{Do đó } Z_{CT} = \sqrt{Z_{AA} \cdot Z_{BB}}$$

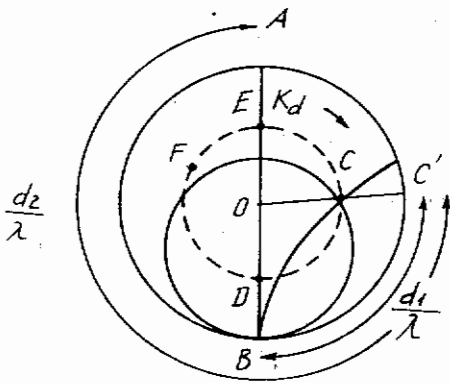
Yêu cầu của việc phối hợp trở kháng là từ tiết diện AA về phía máy phát hoàn toàn được phối hợp. Nghĩa là bảo đảm $Z_{AA} = Z_{CO}$.

Suy ra:

$$Z_{CT} = \sqrt{Z_{CO} \cdot Z_{BB}}$$

Vì Z_{CT} và Z_{CO} là trở sóng đặc tính của biến áp và đường truyền đều là số thực, nên yêu cầu trở kháng tại chỗ nối biến áp BB cũng phải là một số thực. Nghĩa là trở kháng phản ánh của tải trên đoạn cách tải một khoảng d có giá trị thực. Trên đồ thị vòng các giá trị của trở thuần được biểu diễn trên trục thực AB. Vậy từ điểm C biểu diễn trở kháng tải chuẩn hóa $\bar{Z}_t = \frac{Z_t}{Z_{CO}} = \bar{r}_t + i\bar{x}_t$ dịch chuyển theo vòng tròn $K_d = \text{const}$.

theo chiều về máy phát (theo chiều kim đồng hồ) đến giao điểm của nó với trục AB tại 2 điểm : D và E. Trên vòng tròn lớn ta sẽ nhận được 2 khoảng cách tương đối từ

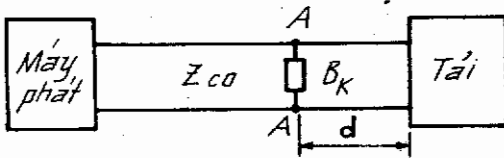


HÌNH 3.116

$$Z_{CT}(E) = Z_{CO} \sqrt{K_{ch}} = \frac{Z_{CO}}{\sqrt{K_d}}$$

Như vậy bài toán phối hợp dùng biến áp $\frac{\lambda}{4}$ có 2 nghiệm ứng với 2 vị trí mắc biến áp và 2 giá trị trở sóng của biến áp.

2. Dùng một phần tử kháng thuần biến đổi: giả sử ta có đường truyền với trở sóng đặc tính Z_{CO} công tác với bước sóng λ một đầu lắp với máy phát và cuối lắp tải có trở kháng Z_L . Cần phải dùng một phần tử kháng thuần có giá trị (\bar{X} hay \bar{B})



HÌNH 3.117

Vì phần tử kháng thuần B_K mắc song song vào đường truyền tại tiết diện AA trên hình 3.117 nên ta dùng đồ thị vòng với dẫn nạp sẽ thuận lợi hơn.

Để đảm bảo đường truyền từ tiết diện AA trở về phía máy phát được phối hợp, thì yêu cầu dẫn nạp vào tại tiết diện AA phải bằng dẫn nạp sóng $Y_{CO} = \frac{1}{Z_{CO}}$, tức là phải có hệ thức:

$$Y_{AA} = Y_{CO} \text{ hay với giá trị chuẩn hoá thì:}$$

$$\bar{Y}_{AA} = \frac{Y_{AA}}{Y_{CO}} = 1$$

Dẫn nạp vào tại AA gồm 2 thành phần : dẫn nạp của phần tử kháng thuần là điện nạp B_K và dẫn nạp của tải tính chuyển qua đoạn đường truyền dài d là $Y_{LAA} = g_{LAA} + iB_{LAA}$ do đó ta có:

$$Y_{AA} = g_{LAA} + i(B_K + B_{LAA})$$

tải tới chỗ nối biến áp ứng với 2 điểm D và E là $\frac{d_1}{\lambda}$ và $\frac{d_2}{\lambda}$ (h.3.116).

Vì điểm D ứng với điểm bụng áp của sóng đứng, tại đây $\bar{Z}_{BB} = K_d$ nên có:

$$Z_{CT}(D) = Z_{CO} \sqrt{K_d}$$

Còn điểm E ứng với điểm nút áp, nên $\bar{Z}_{BB} = K_{ch}$ và ta nhận được:

thay đổi được mắc vào giữa tải và đường truyền để bảo đảm từ tiết diện mắc phần tử kháng này trên đường truyền về phía máy phát được phối hợp. (hình 3.117). Hãy dùng đồ thị vòng để tính giá trị điện nạp B_K của phần tử kháng thuần và khoảng cách d từ chỗ mắc nó đến tải.

Yêu cầu của việc phối hợp là sao cho thỏa mãn hệ thức sau:

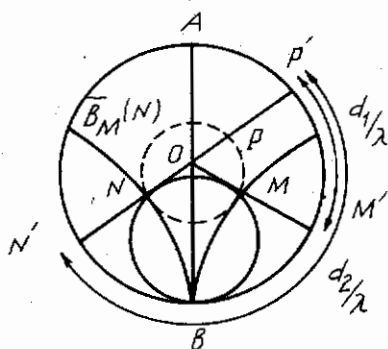
$$\frac{g_{tAA}}{Y_{CO}} + i \frac{B_k + B_{tAA}}{Y_{CO}} = 1$$

hay:

$$\begin{cases} \bar{g}_{tAA} = 1 \\ \bar{B}_k + \bar{B}_{tAA} = 0 \end{cases}$$

Từ hệ thức trên ta thấy rằng tiết diện AA để mắc phần tử kháng phải chọn tại vị trí để điện dẫn tải phản ánh về bằng đơn vị, nó sẽ nằm trên vòng tròn $\bar{g} = 1$ trên đồ thị vòng dẫn nạp. Do đó trên đồ thị vòng dẫn nạp từ điểm biểu diễn dẫn nạp tải chuẩn hóa (điểm P hình 3.118)

$$\bar{Y}_t = \frac{Y_t}{Y_{CO}} = \frac{Z_{CO}}{Z_t} = \bar{g}_t + i\bar{B}_t$$



HÌNH 3.118

đi theo vòng tròn sóng đứng $K_n = \text{const}$ theo chiều về máy phát (chiều kim đồng hồ) đến gặp vòng tròn $\bar{g} = 1$ tại 2 điểm M và N. Nối tâm O với 2 điểm M và N cắt vòng tròn lớn nhất tại M' và N'. Ta sẽ nhận được 2 giá trị khoảng cách $\frac{d_1}{\lambda}$ và $\frac{d_2}{\lambda}$

ứng với hai điểm M, N mắc phần tử kháng thuần đến tải (hình 3.118).

Tại các giao điểm M và N ta nhận được các giá trị của dẫn nạp chuẩn hóa tại AA.

$$\bar{Y}_{AA}(M) = 1 + i\bar{B}_{AA}(M)$$

$$\bar{Y}_{AA}(N) = 1 + i\bar{B}_{AA}(N)$$

Từ đây cần chọn giá trị điện nạp chuẩn hóa của phần tử kháng thuần \bar{B}_k về giá trị thì bằng \bar{B}_{AA} và về dấu thì ngược lại, tức là có:

$$\bar{B}_{k1} = -\bar{B}_{AA}(M)$$

$$\bar{B}_{k2} = -\bar{B}_{AA}(N)$$

Rõ ràng bài toán này cũng cho 2 nghiệm.

Các phần tử kháng thuần được thực hiện từ các phần tử tuyến siêu cao như vít thụ động có chiều dài thay đổi, tấm chắn điện dung, điện cảm hoặc tấm chắn cộng hưởng, một đoạn đường truyền ngắn hay hở mạch ở cuối gọi là biến áp Slâyphơ.

Ta cũng thấy rằng phối hợp trở kháng bằng một phần tử kháng thuần có thể bảo đảm việc phối hợp với mọi giá trị của tải. Nó được nhà bác học Nga B.B Ta-Ta-ri-nốp đưa ra đầu tiên năm 1931.

Phối hợp dùng một phần tử kháng thuần có khó khăn là phải dịch chuyển điểm mắc phần tử kháng trên đường truyền khi là các ống dẫn sóng. Để khắc phục nhược điểm này người ta có thể phối hợp trở kháng dùng 2 phần tử kháng mắc cố định cách nhau một khoảng $3 \frac{\lambda}{8}$ hoặc dùng 3 phần tử kháng mắc cố định cái nọ cách liên tiếp cái kia một khoảng $\frac{\lambda}{4}$. Nguyên tắc phối hợp trở kháng với 2 và 3 phần tử kháng thuần có thể xem trong tài liệu [4].

g) Phối hợp trở kháng dải rộng

Vấn đề phối hợp trở kháng dải rộng là vấn đề khá phức tạp, rất hấp dẫn và đóng vai trò thiết thực trong các bài toán thực tiễn. Phối hợp trở kháng dải rộng hay phối hợp trở kháng trong một dải tần đã cho yêu cầu phải bảo đảm đạt được chỉ tiêu đã cho như hệ số sóng chạy không được nhỏ hơn giá trị $K_{\text{chạy}}$ nào đó trong dải hoặc bảo đảm thực hiện được theo một hàm đặc trưng nào đó chẳng hạn theo đặc trưng của hàm suy giảm công tác L.

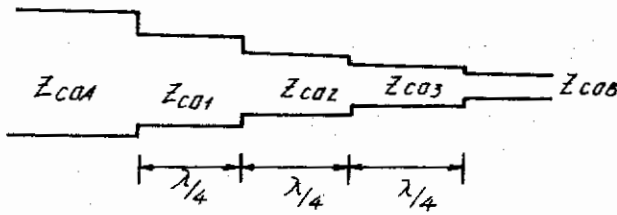
Các phần tử phối hợp trở kháng trong một dải tần đã cho có cấu tạo rất đa dạng và có thể theo 2 hướng khác nhau: dùng các phần tử tiêu hao năng lượng và các phần tử phối hợp không tiêu hao.

1. Phối hợp dùng tải hấp thụ hay bộ van

Để giảm sự phản xạ từ tải trên đường truyền, ta có thể dùng các phần tử phối hợp là các tải hấp thụ không phản xạ hoặc các bộ van lắp giữa đường truyền và tải công tác. Khi đó sóng phản xạ từ tải sẽ bị hấp thụ và trên đường truyền không có sóng phản xạ. Dùng các phần tử phối hợp kiểu này có ưu điểm là đơn giản, dải tần khá rộng, phối hợp tốt nhưng có nhược điểm là nó hấp thụ một phần đáng kể năng lượng của cả sóng truyền lan từ máy phát đến tải công tác. Do đó người ta chỉ dùng chúng trong các trường hợp như khi đo các tham số trong tuyến siêu cao, khi chỉnh máy phát v.v.

2: Phối hợp dùng đoạn đường truyền không đồng nhất

Khi cần phối hợp giữa đường truyền với tải thuần trở hoặc giữa các đường truyền có trở kháng đặc tính khác nhau trong một dải tần người ta dùng phần tử phối hợp có dạng là một đoạn đường truyền không đồng nhất. Đoạn đường truyền không đồng nhất là một đoạn đường truyền có tiết diện ngang thay đổi hoặc là từ từ theo một quy luật nào đó của trở sóng đặc tính hoặc thay đổi đột biến. Do đó ta có các phần tử phối hợp dải rộng dạng chuyển tiếp đột biến và chuyển tiếp từ từ.



HÌNH 3.119

Các giá trị của trở sóng đặc tính của các đoạn $\frac{\lambda}{4}$ trong chuyển tiếp sẽ được tính

từ yêu cầu của đặc trưng phối hợp trở kháng. Thường các dạng đặc trưng của các phần tử phối hợp trong một dải tần được chọn theo hàm của đa thức Trê-bư-sep cấp n hay theo đặc trưng hàm phẳng cực đại. Thí dụ yêu cầu trong dải tần đã cho mô-đun hệ số phản xạ tại lối vào phần tử phối hợp phải có dạng sau:

$$|s_{11}| = \gamma |t^n x^n|, \quad x = \cos\theta$$

với đặc trưng phẳng cực đại, và

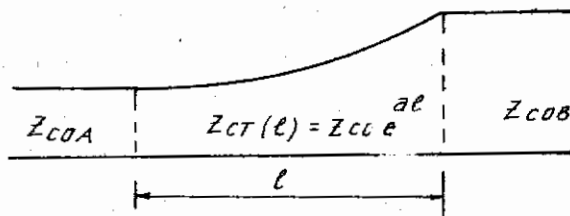
$$|s_{11}| = \gamma |T_n(tx)|, \quad x = \cos\theta$$

với đặc trưng theo đa thức Trêbusep.

ở đây γ là hằng số thực xác định sự không đều trong dải, t : hệ số tỉ lệ phụ thuộc dải tần đã cho, T_n : đa thức Trêbusep cấp n loại 1.

Việc tính toán cụ thể các loại phối hợp chuyển tiếp đột biến bậc thang được cho cụ thể với các dạng trong tài liệu [8].

Khi cần phối hợp giữa 2 đường truyền có trở sóng đặc tính Z_{COA} và Z_{COB} khác nhau trong một dải tần ta có thể dùng phần tử phối hợp kiểu chuyển tiếp từ từ mắc xen giữa chúng (như hình 3.120). Ở đây tiết diện ngang của chuyển tiếp sẽ biến dạng



HÌNH 3.120

Chiều dài l của chuyển tiếp và hằng số mũ a sẽ được chọn tùy theo các giá trị của trở sóng Z_{COA} , Z_{COB} và dạng tiết diện cụ thể của chúng. Những tính toán cụ thể với một số phần tử phối hợp kiểu chuyển tiếp từ từ được cho trong [8].

Phần tử phối hợp chuyển tiếp đột biến gồm nhiều đoạn đường truyền đồng nhất có chiều dài bằng nhau và bằng $\frac{\lambda}{4}$ bước

sóng trung tâm dải và có trở sóng đặc tính là Z_{CO1} , Z_{CO2} , Z_{CO3}, \dots, Z_{COm} . Các đoạn này mắc nối tiếp với nhau tạo thành chuyển tiếp kiểu đột biến bậc thang (hình 3.119).

từ từ cho phù hợp với dạng của 2 tiết diện ngang của đoạn đường truyền A và B. Quy luật biến đổi của tiết diện ngang đảm bảo cho trở sóng đặc tính của chuyển tiếp thay đổi theo quy luật thường là dạng hàm mũ.

$$Z_{CT}(l) = Z_{CO} e^{al}$$

Dùng phần tử phối hợp kiểu chuyển tiếp bậc thang so với phần tử phối hợp kiểu chuyển tiếp từ từ có ưu điểm là đơn giản về cấu trúc để thực hiện song lại dài công kênh và cho sự phản xạ lớn hơn.

3. Phối hợp dùng mạch cộng hưởng

Để phối hợp trở kháng giữa đường truyền và tải có tính chất cộng hưởng người ta dùng phần tử phối hợp trở kháng là các mạch cộng hưởng.

Có thể biểu diễn tải cộng hưởng như một mạng hai cực với sơ đồ thay thế tương đương dưới dạng khung cộng hưởng L, C, R, mắc song song hoặc mắc nối tiếp.

Nếu gọi $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ là tần số cộng hưởng riêng của tải cộng hưởng thì trở vào của tải cộng hưởng dạng khung nối tiếp sẽ có dạng:

$$Z_t(\omega) = R \left[1 + iQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right]$$

$$= R [1 + i\xi]$$

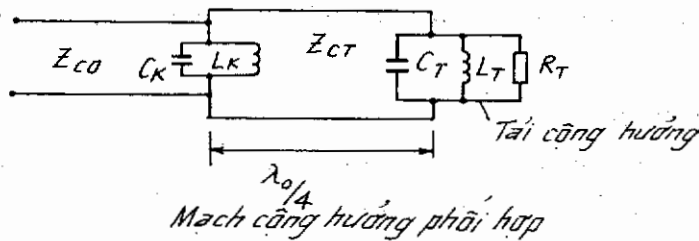
ở đây : $Q_0 = \frac{\omega_0 L}{R}$ là độ phẩm chất riêng của mạch cộng hưởng tải, và $\xi = Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$ là độ lệch cộng hưởng; R là trở thuần của tải.

Với tải cộng hưởng dạng khung mắc song song thì dẫn nạp vào của tải cũng có dạng tương tự là:

$$Y_t(\omega) = g[1 + i\xi]$$

ở đây: $\xi = Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$ với $Q_0 = \frac{\omega_0 C}{g}$ là độ lệch cộng hưởng và độ phẩm chất riêng của khung song song; g: điện dẫn của tải.

Khi tần số thay đổi trong một dải với tần số trung tâm là ω_0 , thì rõ ràng chỉ có phần kháng của tải là thay đổi. Để đảm bảo phối hợp trở kháng giữa đường truyền với tải cộng hưởng trong một dải tần ta có thể dùng phần tử phối hợp sao cho có thể bù được sự thay đổi phần kháng của tải. Mạch cộng hưởng dạng LC mắc song song hoặc nối tiếp cho phép ta thực hiện được tác dụng bù ấy. Phần tử phối hợp là mạch cộng hưởng bao gồm nhiều mạch cộng hưởng dạng khung LC mắc song song hoặc nối tiếp đặt cách nhau một khoảng bằng 1/4 bước sóng cộng hưởng. Việc tính toán các giá trị L, C của các khung cộng hưởng này cũng như độ phẩm chất riêng của chúng dựa vào tính chất của tải cộng hưởng, yêu cầu về giá trị của hệ số sóng chạy tối thiểu cho phép $K_{ch\min}$ và độ rộng dải tần theo đặc trưng đã cho (theo dạng hàm phẳng cực đại hoặc theo dạng của đa thức Trêbusep). Từ tính toán người ta rút ra kết luận là: chỉ cần dùng phần tử phối hợp gồm một mạch cộng hưởng dạng L, C



HÌNH 3.121

Tính toán các trường hợp cụ thể cho phần tử phối hợp dùng mạch cộng hưởng cho trong [6].

§ 3.14. BỘ LỌC SIÊU CAO TẦN

a) Khái quát về bộ lọc siêu cao tần

Chúng ta quan niệm bộ lọc tần số siêu cao tần hay gọi tắt là bộ lọc siêu cao tần là một mạng 4 cực siêu cao thực hiện sự truyền dao động siêu cao đến tải ứng với đặc trưng tần số đã cho: $L(\omega)$.

Đặc trưng tần số của bộ lọc siêu cao được lấy từ hàm suy giảm công tác của nó. Hàm này chính là nghịch đảo của bình phương môđun hệ số truyền của mạng 4 cực. Trong kỹ thuật siêu cao tần bộ lọc siêu cao được ứng dụng rất rộng rãi trong các nhiệm vụ như: tách các tín hiệu từ thông tin nhiều kênh, hoặc trộn nhiều tín hiệu từ các kênh riêng rẽ, phân đường tín hiệu thu và phát, lọc các phần trong phổ tín hiệu phức tạp v.v..

Người ta phân loại bộ lọc siêu cao tần theo đặc trưng tần số hoặc theo kết cấu của nó. Từ đặc trưng tần số bộ lọc siêu cao được chia làm 4 loại:

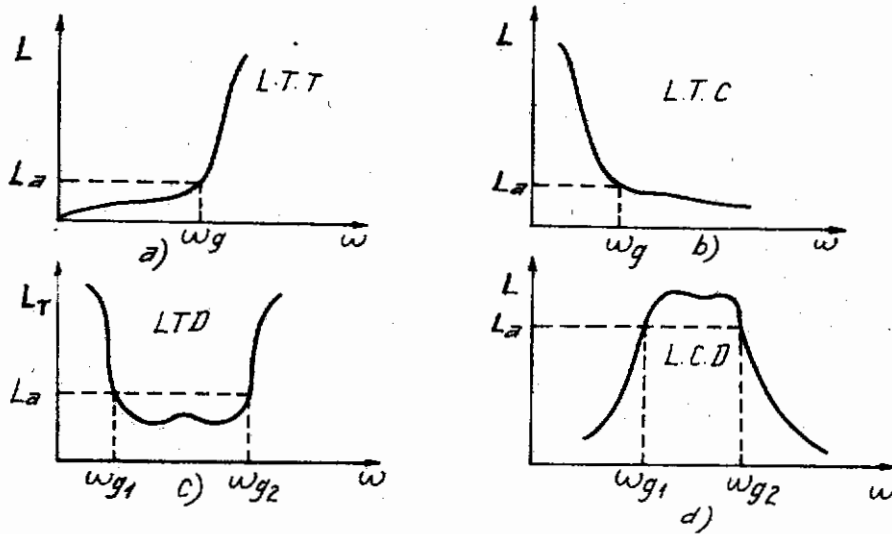
- + Bộ lọc thông thấp (Viết tắt là L.T.T)
- + Bộ lọc thông cao (Viết tắt là L.T.C)
- + Bộ lọc thông dải (Viết tắt là L.T.D)
- + Bộ lọc chắn dải (Viết tắt là L.C.D).

Trên hình 3.122a, b, c, d lần lượt biểu diễn đặc trưng tần số của 4 bộ lọc trên. Các ω_g , ω_{g1} , ω_{g2} là các tần số giới hạn của dải thông, L_n là mức suy giảm cần thiết tại giới hạn ω_g của dải thông.

Dựa trên kết cấu của bộ lọc, người ta còn phân bộ lọc siêu cao ra các loại sau:

Bộ lọc ghép dạng một phần tử bước sóng, bộ lọc ghép trực tiếp, bộ lọc từ đường dây đôi, bộ lọc từ cộng hưởng đồng trục, bộ lọc từ cộng hưởng ống sóng, bộ lọc từ mạch dải v.v...

song song hoặc nối tiếp cùng với một biến áp $\frac{\lambda}{4}$ với trở sóng đặc tính Z_{CT} mắc trước tải cộng hưởng cho kết quả phối hợp tốt trong một dải tần và có cấu tạo đơn giản như vẽ ở hình 3.121.



HÌNH 3.122

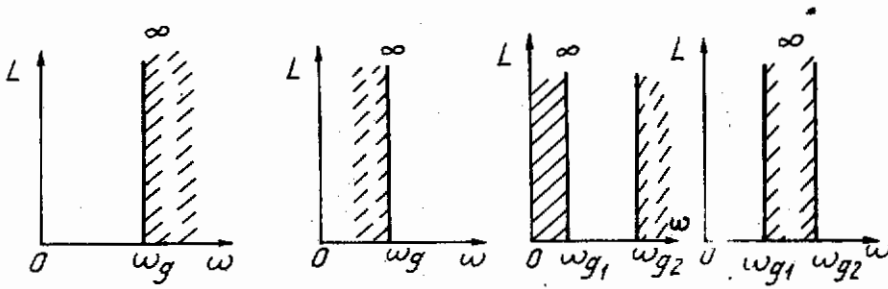
Trong kỹ thuật, các bộ lọc siêu cao thường được cấu tạo từ các mạch cộng hưởng nối ghép lại với nhau. Mỗi mạch riêng rẽ này gọi là một khâu hay một mắt của bộ lọc. Để xây dựng các bộ lọc siêu cao tần theo đặc trưng tần số cho trước người ta thường ghép kiểu nối tầng các khâu của bộ lọc. Việc tìm quy luật nối ghép và các tham số của các khâu để tạo ra bộ lọc có đặc trưng cho trước gọi là bài toán tổng hợp bộ lọc. Bài toán tổng hợp bộ lọc siêu cao tần rất phức tạp. Quá trình tổng hợp bộ lọc được chia làm 2 giai đoạn lớn; giai đoạn 1: tổng hợp bộ lọc từ mẫu với các tham số tập trung theo đặc trưng tần số đã cho; giai đoạn 2: từ các sơ đồ tương đương của các khâu mạch cộng hưởng siêu cao với các mạch tham số tập trung L và C ta tìm được các tham số điện và hình học của mạch cộng hưởng siêu cao từ bộ lọc mẫu vừa xây dựng.

Trong mục này, trước hết ta nghiên cứu bài toán tổng hợp theo mẫu của bộ lọc thông thấp với các tham số tập trung xây dựng sơ đồ mẫu và bảng tính các tham số của nó, dựa trên các phép biến đổi tần số ta tìm được các mẫu cho bộ lọc thông cao, bộ lọc thông dải, bộ lọc chắn dải. Tiếp theo ta nghiên cứu cách biểu diễn các sơ đồ tương đương của các mạch cộng hưởng siêu cao với mạch có tham số tập trung và công thức tính các tham số của chúng. Cuối cùng ta xét đến các phương pháp thực hiện để tạo ra các loại bộ lọc siêu cao tần.

b) Tổng hợp bộ lọc theo mẫu

1. Bộ lọc mẫu thông thấp

Bộ lọc siêu cao tần lý tưởng là một mạng 4 cực mà có đặc trưng tần số có dạng chữ nhật. Tức là hàm suy giảm công tác sẽ bằng 0 trong dải thông và bằng ∞ ở ngoài dải thông (hình 3.123).



HÌNH 3.123

Các bộ lọc siêu cao tần thực do có tiêu hao và số khâu hữu hạn nên đặc trưng tần số của chúng không thể đạt được dạng lí tưởng trên. Tuy nhiên bằng các phương pháp khác nhau người ta cố gắng tạo ra các bộ lọc siêu cao có đặc trưng tiệm cận với các đặc trưng lí tưởng trên. Trong toán học chỉ ra rằng có thể xây dựng đặc trưng tiệm cận bằng hàm giải tích từ các đa thức. Đối với dạng đặc trưng của bộ lọc thông thấp có thể xây dựng theo hai hàm tiệm cận tốt nhất là: hàm đặc trưng phẳng cực đại và hàm đặc trưng dạng đa thức Trêbusep.

Từ lí thuyết về mạng 4 cực siêu cao tần [8] có kết quả là hàm suy giảm công tác của mạng 4 cực thực có dạng:

$$\frac{1}{|S_{21}|^2} = |T_{11}|^2 = 1 + \frac{P(\omega^2)}{Q(\omega^2)} = L(\omega)$$

là một hàm giải tích của tần số. Ở đây $P(\omega^2)$ và $Q(\omega^2)$ là các đa thức.

Từ đó ta thấy rằng có thể tổng hợp bộ lọc siêu cao tần theo các hàm đặc trưng dạng phẳng cực đại hay dạng đa thức Trêbusep.

1.1. Đặc trưng tần số dạng phẳng cực đại

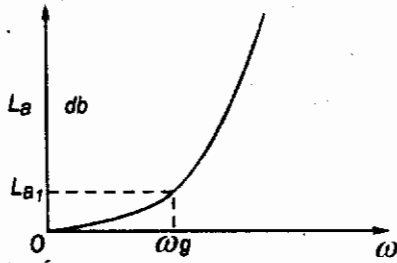
Đặc trưng tần số của bộ lọc thông thấp xây dựng theo dạng phẳng cực đại (còn có tên là dạng đa thức Batterror) được biểu diễn như sau:

$$L(\omega) = 1 + \varepsilon \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right)^{2n} \tag{3.14.1}$$

Khi $\omega = \omega_g$ thì $L = L_1 = 1 + \varepsilon$

nên $\varepsilon = L_1 - 1$; ε là 1 số dương nhỏ hơn 1, L_1 là mức suy giảm của đặc trưng tại giới hạn giải thông $\omega = \omega_g$. Tần số ω_g còn gọi là tần số cắt. Người ta còn hay biểu thị hàm suy giảm công tác dưới dạng dexibel, tức là:

$$L_a \text{ (dB)} = 10 \lg L(\omega)$$



HÌNH 3.124

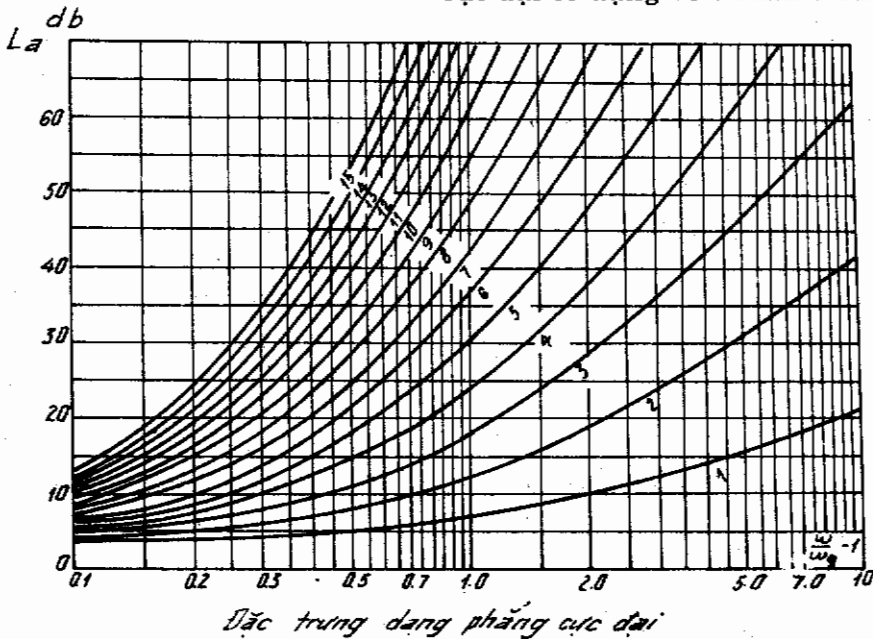
Do đó biểu thức suy giảm dạng phẳng cực đại có thể viết :

$$L_a(\text{dB}) = 10 \lg \left[1 + \varepsilon \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right)^{2n} \right] \quad (3.14.2)$$

Trong đa số trường hợp tần số giới hạn ω_g được xác định ở mức suy giảm công tác $L_{a1} = 3\text{dB}$ thì hằng số ε có dạng:

$$\varepsilon = 10^{\frac{L_{a1}}{10}} - 1$$

Đặc trưng suy giảm dạng phẳng cực đại có dạng vẽ ở hình 3.124.



HÌNH 3.125

Ở đây $n = 1, 2, 3, \dots$ chỉ số khâu của bộ lọc.

Người ta đã xây dựng được các đồ thị của các đặc trưng suy giảm theo hàm phẳng cực đại ứng với mức suy giảm $L_{a1} = 3\text{dB}$ trong dải chắn với số khâu của bộ lọc thông thấp $n = 1 + 15$ theo biến tần số $\left| \frac{\omega}{\omega_g} \right| - 1$ cho tiện lợi. Các đồ thị này được dẫn ra ở hình 3.125.

Để tính số khâu n của bộ lọc mẫu thông thấp theo đặc trưng phẳng cực đại. Người ta thường dựa vào các yêu cầu sau:

Gọi ω_1 là tần số giới hạn trong dải thông mà suy giảm công tác tối đa là L_{th} và cũng tương tự có ω_2 là tần số giới hạn trong dải chắn mà ở đó suy giảm công tác của

bộ lọc phải có giá trị nhỏ nhất là $L_{ch}(L_{ch} > L_{th})$. Từ biểu thức (3.14.1) ta tìm được công thức tính số khâu của bộ lọc này.

$$n \geq \frac{\lg \sqrt{\frac{L_{ch} - 1}{L_{th} - 1}}}{\lg \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)}$$

Sở dĩ có dấu \geq là vì n phải là số nguyên.

1.2. Đặc trưng tần số dạng đa thức Trêbusep

Đặc trưng tần số của bộ lọc thông thấp lấy theo hàm của đa thức Trêbusep loại 1 cấp n như sau (phụ lục V).

$$L' = 1 + \varepsilon T_n^2 \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right) \quad (3.14.3)$$

ở đây $n = 1, 2, 3 \dots$ là số tự nhiên, khi $\omega = \omega_g$ là giới hạn dải thông thì:

$$L' = L'_1 = 1 + \varepsilon$$

ε là một số dương nhỏ hơn 1.

Người ta thường hay biểu diễn suy giảm công tác theo dexibel, nên ta có:

$$L'_n = 10 \lg \left[1 + \varepsilon T_n^2 \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right) \right] \quad (3.14.4)$$

$T_n \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right)$ là đa thức Trebusep loại 1 cấp n . Đặc trưng Trebusep viết cụ thể hơn có dạng trong dải thông và trong dải chắn là:

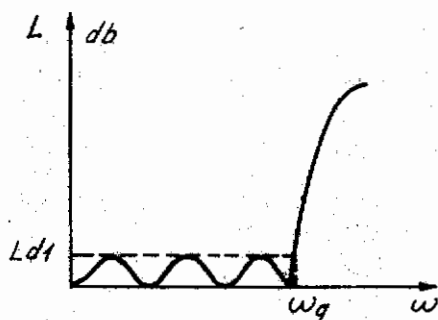
$$L'_n = 10 \lg \left\{ 1 + \varepsilon \cos^2 \left[n \text{Ar} \cos \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right) \right] \right\} \quad \text{khi } \omega \leq \omega_g \quad (3.14.5)$$

$$L'_n = 10 \lg \left\{ 1 + \varepsilon \text{ch}^2 \left[n \text{Arch} \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right) \right] \right\} \quad \text{khi } \omega \geq \omega_g$$

Tại giới hạn của dải thông $\omega = \omega_g$ thì $L'_n = L'_{n1}$ (dB) được gọi là mức nhấp nhô hay mức gợn sóng của bộ lọc dạng đặc trưng theo đa thức Trebusep.

$$\varepsilon = 10^{L'_{n1}/10} - 1$$

Đồ thị đặc trưng tần số của bộ lọc dạng đa thức Trebusep biểu thị ở hình 3.126.

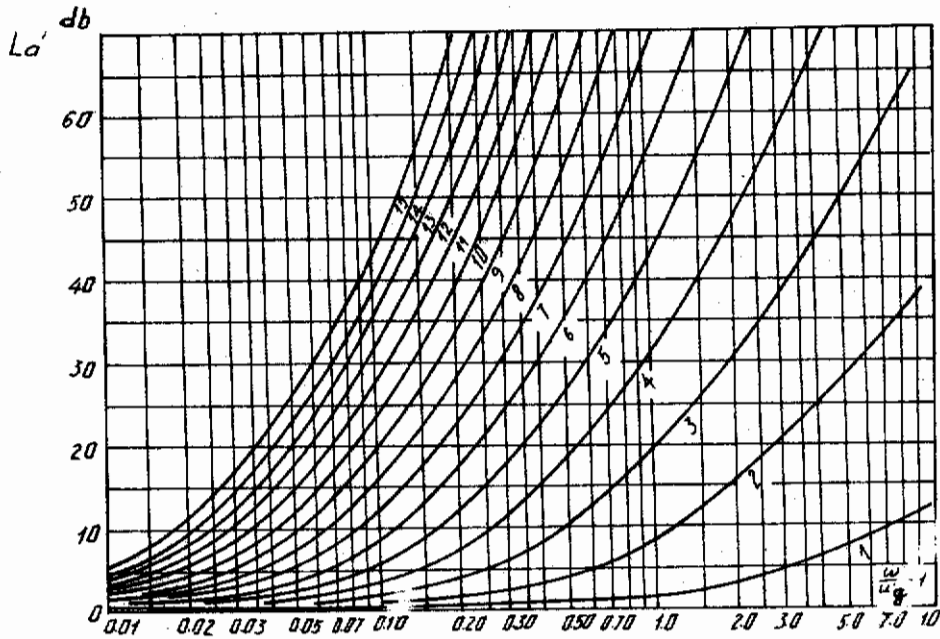


HÌNH 3.126

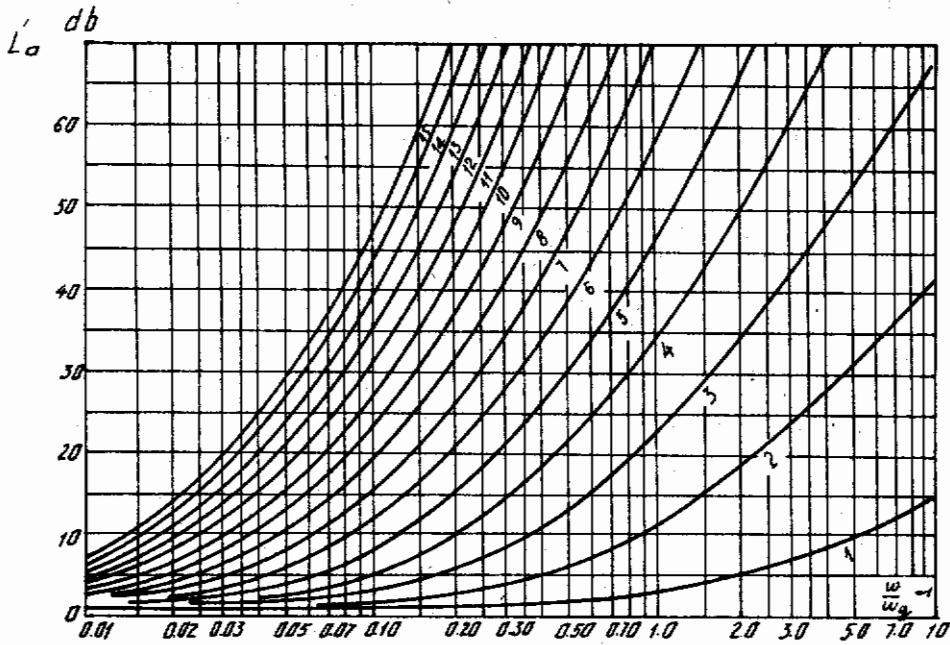
Người ta cũng đã xây dựng được đồ thị các đặc trưng tần số dạng đa thức Trêbusep cho các khâu của bộ lọc $n = 1 + 15$ với các mức gợn sóng L' (dB) khác nhau từ 0,01dB cho đến 3 dB [10]. Các đồ thị này được vẽ trên hình 3.127 và 3.128 ứng với hai mức gợn sóng $L'_{a1} = 0,5$ dB và $L'_{a1} = 1$ dB. Để tính số khâu n của bộ lọc đặc trưng dạng đa thức Trêbusep người ta cũng đưa vào các tham số: L'_{ch} và L'_{th} là mức suy giảm tối thiểu trong dải chắn và tối đa trong dải thông ứng với các tần số giới hạn ω_1 và ω_2 . Từ biểu thức (3.14.3) và (3.14.5) ta nhận được :

$$n \geq \frac{\text{Arch} \sqrt{\frac{L'_{ch}-1}{L'_{th}-1}}}{\text{Arch} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)}$$

ω_1, ω_2 tần số giới hạn của dải thông.

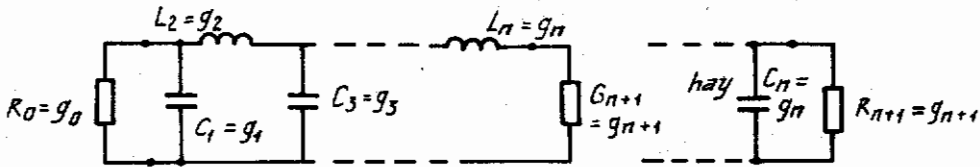


HÌNH 3.127

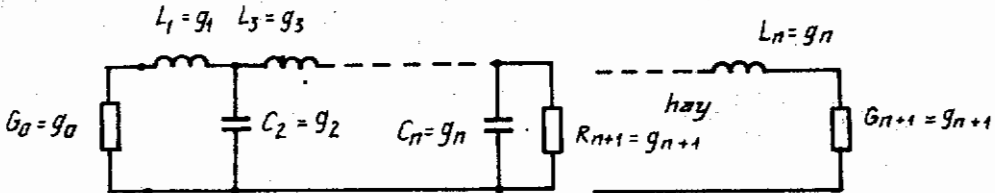


HÌNH 3.128

1.3. Sơ đồ mẫu chuẩn hóa bộ lọc thông thấp



HÌNH 3.129a



HÌNH 3.129b

Từ lí thuyết mạch người ta đã xây dựng được các sơ đồ mẫu cho bộ lọc thông thấp với các khâu là các phần tử tham số tập trung L, C có đặc trưng tần số dạng phẳng cực đại hoặc dạng đa thức Trêbusep. Bộ lọc mẫu thông thấp được thực hiện dưới dạng một trong hai sơ đồ sau: hình 3.129a và hình 3.129b.

Trong hai sơ đồ của bộ lọc mẫu thông thấp trên thì các $R_0, G_0, R_{n+1}, G_{n+1}$ là tải thuần mắc ở 2 đầu của bộ lọc, còn các $L_k, C_k, k = 1, 2, \dots, n$ là các tham số của phần tử kháng thuần điện dung hoặc điện cảm của bộ lọc, ta kí hiệu chúng là các g_k .

- Đối với bộ lọc mẫu thông thấp đặc trưng phẳng cực đại, có trở tải ở lối vào và lối ra thuần: $g_0 = 1, g_{n+1} = 1, L_{a1} = 3\text{dB}$ và $\omega_g = 1$ thì các tham số của nó có thể được tính theo công thức sau:

$$g_k = 2 \sin \left[\frac{(2k-1)\pi}{2n} \right]; k = 1, 2, \dots, n. \quad (3.14.6)$$

Bộ lọc mẫu này đã được chuẩn hóa. Các tham số của chúng được cho bởi bảng 1 với các khâu $n = 1 \div 10$.

- Đối với bộ lọc mẫu thông thấp có đặc trưng dạng đa thức Trêbusep mắc tải thuần ở lối ra và lối vào: có $g_0 = 1, \omega_g = 1$, và mức độ gợn sóng L'_{a1} (dB) thì các tham số của các phần tử được tính từ công thức sau:

$$g_1 = \frac{2a_1}{\gamma}$$

$$g_k = \frac{4a_{k-1}a_k}{b_{k-1}g_{k-1}}, k = 2, 3, \dots, n.$$

$$g_{n+1} = \begin{cases} 1 & \text{nếu } n \text{ lẻ} \\ \text{cth}^2\left(\frac{\beta}{4}\right) & \text{nếu } n \text{ chẵn} \end{cases} \quad (3.14.7)$$

với $\beta = \ln \left\{ \text{cth} \frac{L'_{a1}}{17,37} \right\}; \gamma = \text{sh} \left(\frac{\beta}{n} \right)$

$$a_k = \sin \left\{ \frac{(2k-1)\pi}{2n} \right\}; k = 1, 2, 3, \dots, n$$

$$b_k = \gamma^2 + \sin^2 \left(\frac{k\pi}{n} \right); k = 1, 2, 3, \dots, n \quad (3.14.8)$$

Các tham số của các phần tử bộ lọc mẫu này được cho ở bảng 2 ứng với 2 giá trị $L'_{a1} = 0,5$ và 1dB .

Vì các giá trị cho ở các bảng 1 và 2 ứng với bộ lọc mẫu chuẩn hóa. Đối với bộ lọc mẫu chưa chuẩn hóa, ta dùng công thức sau tìm các tham số:

- Đối với điện trở và dẫn thuần:

$$R' = R'_0; G' = G'_0$$

- Điện cảm:

$$L' = R'_0 \cdot \frac{L}{\omega'_g} = \frac{1}{G'_0 \omega'_g} L$$

- Điện dung:

$$C' = \frac{1}{R'_0 \omega'_g} C = \frac{G'_0}{\omega_g} C$$

Ở đây các tham số với dấu phẩy chỉ bộ lọc mẫu chưa chuẩn hóa, còn tham số không có dấu phẩy ứng với bộ lọc mẫu đã chuẩn hóa.

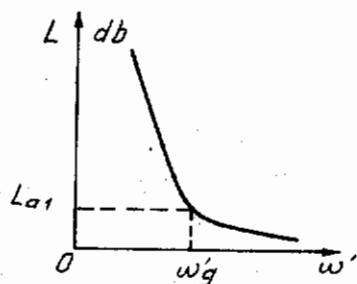
2. Bộ lọc thông cao, thông dải, chắn dải

Từ bộ lọc mẫu thông thấp, ta nhận được các bộ lọc thông cao, thông dải và chắn dải nhờ các phép biến đổi tần số.

2.1. Bộ lọc thông cao

Trong các biểu thức của đặc trưng tần số (3.14.1), (3.14.2) và (3.14.3), (3.14.4)

nếu thay biến số $\frac{\omega}{\omega_g} \rightarrow -\frac{\omega'_g}{\omega'}$ thì nhận được các đặc trưng tần số cho bộ lọc thông cao.



HÌNH 3.130

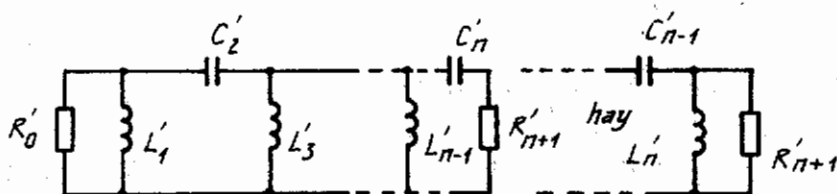
Đồng thời trong sơ đồ tương đương ở hình 3.129 ta thay điện cảm bằng điện dung và ngược lại điện dung bằng điện cảm theo công thức sau:

$$L' = \frac{R'_0}{C\omega'_g}$$

$$C' = \frac{1}{R'_0 \cdot \omega'_g L}$$

Trong các công thức trên các tham số có dấu phẩy chỉ bộ lọc thông cao, còn tham số không có dấu phẩy ứng với bộ lọc mẫu chuẩn hóa thông thấp.

Sơ đồ tương đương của bộ lọc thông cao sẽ có dạng:



HÌNH 3.131

2.2. Bộ lọc thông dải

Đối với bộ lọc thông dải, ta đưa vào kí hiệu: ω_2 , ω_1 là tần số giới hạn của dải thông mà độ lớn bằng:

$$2\Delta\omega' = \omega_2 - \omega_1$$

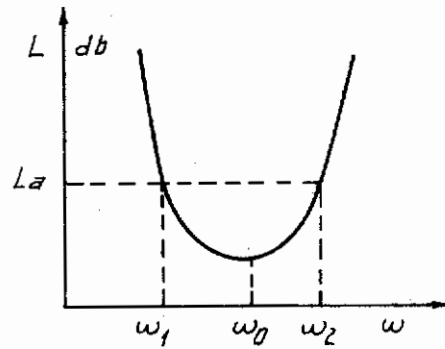
gọi ω_0 là tần số trung tâm của dải thông thì $\omega_0^2 = \omega_1\omega_2$

Nếu trong các biểu thức của đặc trưng tần số dạng phẳng cực đại hay dạng đa thức Trêbutsep của bộ lọc mẫu thông thấp (3.14.1) và (3.14.2) hoặc (3.14.3) và

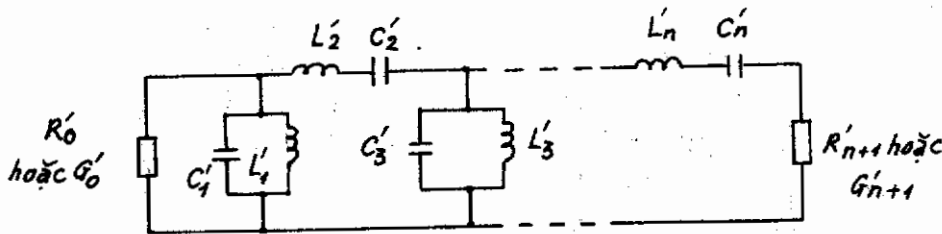
(3.14.4) biến tần số $\frac{\omega}{\omega_g}$ được thay bằng:

$$\frac{\omega}{\omega_g} \rightarrow \frac{\omega_o}{2\Delta\omega'} \left(\frac{\omega'}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega'} \right)$$

thì ta nhận được các đặc trưng tần số của bộ lọc thông dải (hình 3.132) và sơ đồ tương đương của bộ lọc thông dải có dạng sau:



HÌNH 3.132



HÌNH 3.133

So sánh các sơ đồ hình 3.129 và hình 3.133 ta thấy rằng: khi chuyển từ bộ lọc thông thấp sang bộ lọc thông dải có sự thay thế các phần tử của sơ đồ như sau:

- Các phần tử song song ở sơ đồ bộ lọc thông thấp được thay bằng mạch cộng hưởng L'C' song song với công thức:

$$C' = \frac{C}{2\Delta\omega' R'_o}$$

$$L' = \frac{R'_o 2\Delta\omega'}{\omega_o^2 C}$$

- Các phần tử nối tiếp ở sơ đồ bộ lọc thông thấp được thay bằng các mạch cộng hưởng L', C' nối tiếp theo công thức sau:

$$L' = \frac{L}{2\Delta\omega' R'_o}$$

$$C' = \frac{2\Delta\omega'}{\omega_o^2 R'_o L}$$

Trong các công thức trên các tham số L và C lấy từ bộ lọc mẫu thông thấp chuẩn hóa.

2.3. Bộ lọc chắn dải

Nếu trong các biểu thức đặc trưng tần số đối với bộ lọc thông thấp ta dùng phép

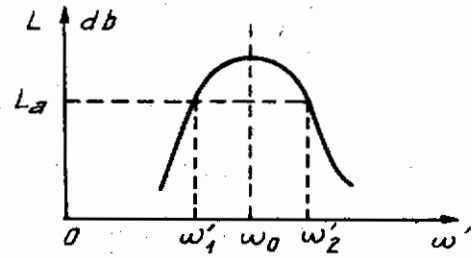
thay biến tần số dạng:

$$\frac{\omega}{\omega_g} \rightarrow \frac{2\Delta\omega'}{\omega_0 \left(\frac{\omega'}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega'} \right)}$$

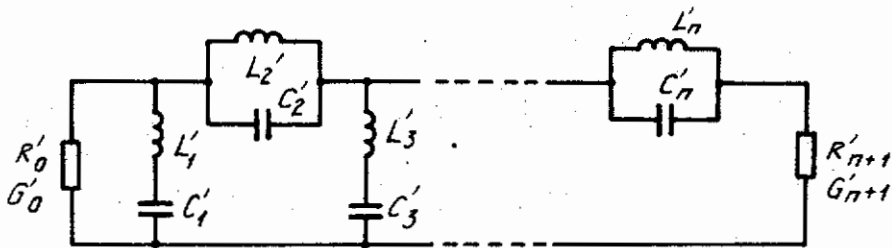
thì nhận được đặc trưng tần số của bộ lọc chắn dải (hình 3.134).

Ở đây $\omega_0^2 = \omega_1\omega_2$ là tần số trung tâm dải chắn; $2\Delta\omega' = \omega'_2 - \omega'_1$, là dải chắn của

bộ lọc, ta nhận được sơ đồ tương đương của bộ lọc chắn dải vẽ ở hình 3.135.



HÌNH 3.134



HÌNH 3.135

Từ các sơ đồ tương đương của bộ lọc thông thấp và bộ lọc chắn dải ta thấy:

Các phần tử song song của bộ lọc thông thấp được thay bằng các mạch cộng hưởng nối tiếp L' , C' có tham số theo công thức:

$$L' = \frac{R'_0}{2\Delta\omega' C}$$

$$C' = \frac{2\Delta\omega' C}{R'_0 \omega_0^2}$$

Còn các phần tử nối tiếp của sơ đồ bộ lọc thông thấp được chuyển sang các mạch cộng hưởng $L'C'$ mắc song song với các tham số biểu diễn bởi công thức:

$$C' = \frac{1}{LR'_0 2\Delta\omega'}$$

$$L' = \frac{R'_0 L 2\Delta\omega'}{\omega_0^2}$$

Ở đây C và L là các tham số của bộ lọc mẫu thông thấp chuẩn hóa: $2\Delta\omega'$ là dải chắn của bộ lọc, ω_0 là tần số trung tâm của dải chắn.

Bảng 1: Các giá trị phân tử bộ lọc mẫu dạng phẳng cực đại với $g_0 = 1$; $\omega_g = 1$ và $L_{a1} = 3dB$; $n = 1 + 10$

n	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5	g_6	g_7	g_8	g_9	g_{10}	g_{11}
1	2,000	1,000									
2	1,414	1,414	1,000								
3	1,000	2,000	1,000	1,000							
4	0,765	1,848	1,648	0,765	1,000						
5	0,618	1,618	2,000	1,618	0,618	1,000					
6	0,517	1,414	1,932	1,932	1,414	0,517	1,000				
7	0,445	1,247	1,802	2,000	1,802	1,247	0,445	1,000			
8	0,390	1,111	1,663	1,962	1,962	1,663	1,111	0,390	1,000		
9	0,347	1,000	1,532	1,879	2,000	1,879	1,532	1,000	0,347	1,000	
10	0,313	0,908	1,414	1,782	1,975	1,975	1,782	1,414	0,908	0,313	1,000

Bảng 2: Các giá trị phân tử bộ lọc mẫu dạng Trêbusep với $g_0 = 1$; $\omega_g = 1$, $n = 1 + 10$ cho 2 loại mức gợn sóng 0,5dB và 1dB

$L'_{a1} = 0,5dB$											
n	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5	g_6	g_7	g_8	g_9	g_{10}	g_{11}
1	0,699	1,000									
2	1,403	0,707	1,984								
3	1,596	1,097	1,596	1,000							
4	1,670	1,193	2,366	0,842	1,984						
5	1,706	1,300	2,541	1,300	1,706	1,000					
6	1,725	1,248	2,606	1,314	2,476	0,870	1,984				
7	1,737	1,258	2,638	1,344	2,638	1,258	1,737	1,000			
8	1,745	1,265	2,656	1,359	2,696	1,339	2,509	0,880	1,984		
9	1,750	1,269	2,668	1,367	2,724	1,367	2,668	1,269	1,750	1,000	
10	1,754	1,272	2,675	1,373	2,739	1,381	2,723	1,349	2,524	0,884	1,984

$$L'_{a1} = 1\text{dB}$$

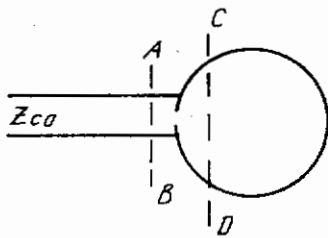
n	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5	g_6	g_7	g_8	g_9	g_{10}	g_{11}
1	1,018	1,000									
2	1,822	0,685	2,660								
3	2,024	0,994	2,024	1,000							
4	2,099	1,064	2,831	0,789	2,660						
5	2,135	1,091	3,001	1,091	2,135	1,000					
6	2,155	1,104	3,063	1,152	2,937	0,810	2,660				
7	2,166	1,112	3,093	1,174	3,093	1,112	2,166	1,000			
8	2,174	1,116	3,111	1,184	3,149	1,170	2,969	0,818	2,660		
9	2,180	1,119	3,122	1,190	3,175	1,190	3,122	1,119	2,180	1,000	
10	2,184	1,121	3,129	1,193	3,189	1,199	3,174	1,176	2,982	0,821	2,660

c) Sơ đồ tương đương và các tham số của hộp cộng hưởng

Các bộ lọc siêu cao tần đều được thực hiện bằng cách ghép nối tầng các khâu. Mỗi khâu của bộ lọc siêu cao tần đều thực hiện bằng hộp cộng hưởng các loại. Để áp dụng được các kết quả từ bộ lọc mẫu cho bộ lọc siêu cao, chúng ta phải nghiên cứu biểu diễn sơ đồ tương đương của hộp cộng hưởng với mạch có tham số tập trung L, C và các công thức tính các tham số của hộp cộng hưởng.

1. Hộp cộng hưởng có một mối liên kết

Ta xét một hộp cộng hưởng dạng bất kì được ghép ra mạch ngoài qua một phần tử liên kết (hình 3.136).



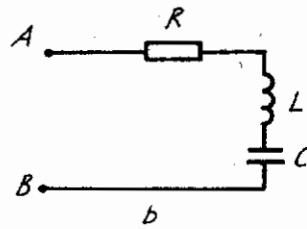
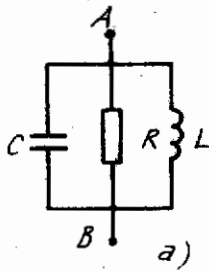
HÌNH 3.136

Theo quan điểm của mạng nhiều cực siêu cao tần ta coi hộp cộng hưởng trên như một mạng 2 cực siêu cao với mặt phẳng cuối (còn gọi là mặt phẳng đo) AB trong đường truyền. Mặt phẳng này được lấy tại vị trí cực tiểu điện áp sóng đứng trên đường truyền hoặc cực đại điện áp khi tần số công tác lệch xa tần số cộng hưởng của hộp.

Theo định lí Foster [5], trong dải tần

công tác hộp cộng hưởng có vô số tần số cộng hưởng riêng. Khi tần số công tác ở gần một tần số cộng hưởng riêng bất kì thì có thể biểu diễn hộp cộng hưởng dưới dạng sơ đồ tương đương là mạch L, C, R mắc nối tiếp hoặc song song.

Nếu chọn mặt phẳng đo AB ở vị trí cực tiểu điện áp ta nhận được sơ đồ tương đương của hộp cộng hưởng là mạch L, C, R mắc song song. Khi mặt phẳng đo AB ở vị trí bụng điện áp thì có mạch tương đương là khung L, C, R mắc nối tiếp (hình 3.137).



HÌNH 3.137

Điện trở thuần R trong các sơ đồ trên mô tả sự tiêu hao trong hộp cộng hưởng.

Việc chọn các sơ đồ tương đương dạng mạch song song hay nối tiếp là tùy theo mạch cụ thể. Nhưng ở đây để cho tiện ta chọn sơ đồ tương đương của hộp dưới dạng mạch tập trung L, C, R mắc song song. Trong đó đặc thực nghiệm vị trí cực tiểu điện áp xác định dễ và chính xác hơn vị trí cực đại.

Bây giờ ở trong hộp cộng hưởng ta dựng một mặt phẳng đo thứ hai CD tưởng tượng gắn sát phần tử liên kết, thì phần tử liên kết cùng không gian giữa 2 mặt phẳng đo AB, CD tạo thành một mạng 4 cực. Nếu tiêu hao của phần tử liên kết bằng không, mặt phẳng đo CD, AB chọn sao cho các phần tử trên đường chéo chính là s_{11}, s_{22} của ma trận tán xạ $[S]$ của mạng 4 cực liên kết là các số thực âm đồng thời $[S]$ lại Unitar thì:

$$s_{11} = s_{22} = -|s_{11}|$$

$$s_{12} = s_{21} = \pm i \sqrt{1 - |s_{11}|^2}$$

Nếu ta đưa vào một số thực k (có thể âm hoặc dương) đặc trưng cho mức độ liên kết của hộp với đường truyền ngoài thì ta nhận được ma trận tán xạ $[S]$ của phần tử liên kết dạng sau:

$$[S] = \begin{bmatrix} -\sqrt{1-k^2} & ik \\ ik & -\sqrt{1-k^2} \end{bmatrix} \quad (3.14.9)$$

Ta nhận thấy rằng khi liên kết là nhỏ thì mặt phẳng đo AB biểu diễn sơ đồ tương đương của hộp cộng hưởng gần trùng với mặt phẳng chứa phần tử ghép của hộp.

Nếu gọi α là hệ số suy giảm của sóng trong hộp cộng hưởng khi đi từ mạch ngoài qua phần tử liên kết vào hộp rồi phản xạ từ hộp ra mạch ngoài. Khi cộng hưởng trở vào của hộp tại mặt phẳng đo AB (với nút điện áp) sẽ là thuần và kí hiệu qua R , thì có thể tính được nó qua mức độ liên kết và tiêu hao trong hộp [5] như sau:

$$\frac{R}{Z_{CO}} = \left(\frac{1 - \sqrt{1 - k^2}}{1 + \sqrt{1 - k^2}} \right) \left(\frac{1 + e^{-\alpha}}{1 - e^{-\alpha}} \right)$$

Ở đây Z_{CO} là trở sóng đặc tính của đường truyền mạch ngoài.

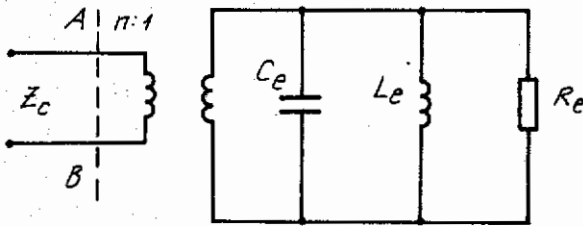
Rõ ràng rằng trở vào này cũng là trở tiêu hao thuần R trong hộp như ở sơ đồ tương đương hình 3.137.

Do đó để tiện cho việc nghiên cứu, ta coi phần tử liên kết, có tác dụng như một biến áp lí tưởng có tỉ số n:1 còn sự tiêu hao trong hộp được biểu diễn qua trở R_e . Ta có mối quan hệ:

$$n^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - k^2}}{1 + \sqrt{1 - k^2}} \quad (3.14.10)$$

$$R_e = \frac{1 + e^{-\alpha}}{1 - e^{-\alpha}} \quad (3.14.11)$$

Từ đó ta có thể chuyển sơ đồ tương đương của hộp cộng hưởng ở hình 3.137 về sơ đồ mới dạng sau (hình 3.138).

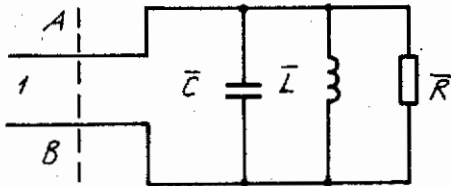


HÌNH 3.138

Ở đây có mối quan hệ giữa các tham số của 2 sơ đồ trên:

$$\begin{aligned} R &= n^2 R_e \\ L &= n^2 L_e \\ C &= \frac{1}{n^2} C_e \end{aligned} \quad (3.14.12)$$

Các tham số R_e , L_e , C_e được xem như tham số bên trong của chính hộp cộng hưởng còn n^2 đặc trưng cho mức liên kết của hộp với mạch ngoài. Để tiện cho việc xác định thực nghiệm các tham số hộp, ta chuyển về sơ đồ với các tham số chuẩn hóa (hình 3.139).



HÌNH 3.139

$$\text{với: } \bar{R} = \frac{R}{Z_{CO}} = \frac{n^2 R_e}{Z_{CO}} \quad (3.14.13)$$

$$\bar{L} = \frac{L}{Z_{CO}} = \frac{n^2 L_e}{Z_{CO}}$$

$$\bar{C} = C Z_{CO} = \frac{Z_{CO}}{n^2} C_e$$

Dẫn nạp chuẩn hóa của mạch tương đương ở hình 3.139 là:

$$\bar{y} = \frac{1}{\bar{R}} + i \left(\omega \bar{C} - \frac{1}{\omega \bar{L}} \right) = \bar{g} + i \bar{b} \quad (3.14.14)$$

$$\bar{g} = \frac{1}{\bar{R}}; \quad \bar{b} = \omega \bar{C} - \frac{1}{\omega \bar{L}}$$

trở kháng chuẩn hóa của mạch tương đương là:

$$\bar{Z} = \frac{1}{\bar{y}} = \frac{1}{\bar{g} + i \bar{b}} \quad (3.14.15)$$

gọi ω_0 là tần số cộng hưởng của mạch tương đương, tức $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ thì ta có thể

biểu diễn:

$$\bar{b} = \sqrt{\frac{C}{L}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (3.14.16)$$

Ở lân cận tần số cộng hưởng ω_0 thì:

$$\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \approx 2 \frac{d\omega}{\omega_0}$$

nên :
$$\bar{b} = \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{2d\omega}{\omega_0} \quad (3.14.17)$$

và
$$\bar{Z} = \frac{1}{\bar{g} + \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{2d\omega}{\omega_0}} \quad (3.14.18)$$

Từ kết quả của lí thuyết mạch, ta đã có các công thức tính các độ phẩm chất của hộp cộng hưởng như sau:

- Độ phẩm chất riêng:

$$\begin{aligned} Q_o &= \bar{C} \bar{R} \omega_0 = \frac{\bar{R}}{\omega_0 \bar{L}} = \sqrt{\frac{C}{L}} \bar{R} \\ &= C R \omega_0 = \frac{R}{\omega_0 L} = \sqrt{\frac{C}{L}} R \\ &= C_e R_e \omega_0 = \frac{R_e}{\omega_0 L_e} = \sqrt{\frac{C_e}{L_e}} R_e \end{aligned} \quad (3.14.19)$$

- Độ phẩm chất ngoài:

$$Q_{ng} = \bar{C} \omega_0 = \frac{1}{\omega_0 \bar{L}} = \sqrt{\frac{C}{R}} = \frac{Z_{CO}}{n^2} \sqrt{\frac{C_e}{L_e}} \quad (3.14.20)$$

- Độ phẩm chất tải:

$$\begin{aligned} Q_t &= \bar{C} \frac{\bar{R}}{1 + \bar{R}} \omega_0 = \frac{\bar{R}}{1 + \bar{R} \omega_0 \bar{L}} \\ &= \frac{\bar{R}}{1 + \bar{R}} \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{\bar{R}}{1 + \bar{g}} \sqrt{\frac{C}{L}} \end{aligned} \quad (3.14.21)$$

Ta có:
$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_{ng}} \quad (3.14.22)$$

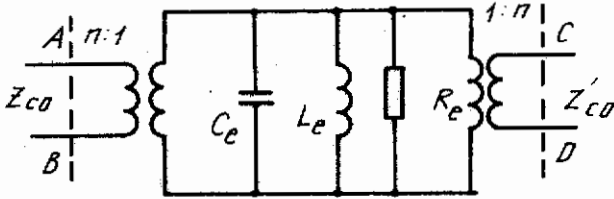
$$Q_t = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega}$$

$2\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ là dải thông của hộp cộng hưởng khi mắc tải.

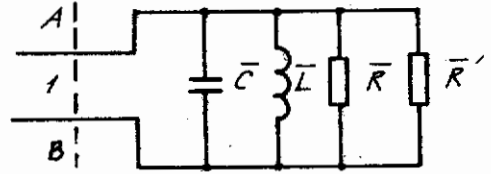
2. Hộp cộng hưởng có 2 phần tử liên kết: giả sử ta có một hộp cộng hưởng có 2 phần tử ghép với mạch ngoài là đường truyền có trở sóng đặc tính là Z_{CO} và Z'_{CO} . Ở

tần số gần tần số cộng hưởng riêng của hộp ta nhận được sơ đồ tương đương của hộp với 2 phần tử ghép ở hình 3.140 sau:

Ta có thể chuyển sơ đồ trên về sơ đồ với các tham số chuẩn hóa cho tiết diện lối vào AB dạng sau:



HÌNH 3.140



HÌNH 3.141

Ở đây ta có:

$$\begin{aligned} \bar{R} &= \frac{n^2}{Z_{CO}} R_e & \bar{R}' &= \frac{n^2}{n^2 Z'_{CO}} Z'_{CO} \\ \bar{L} &= \frac{n^2}{Z_{CO}} L_e & \bar{C} &= \frac{Z_{CO}}{n^2} C_e \end{aligned} \quad (3.14.23)$$

Nếu như 2 phần tử ghép của hộp như nhau và đường truyền mạch ngoài có trở sóng bằng nhau, trường hợp này ta nói lối vào và lối ra của hộp cộng hưởng đồng nhất thì:

$$\bar{R}' = 1$$

và trở tiêu hao của hộp:

$$\bar{R}'' = \frac{\bar{R}\bar{R}'}{\bar{R} + \bar{R}'} < 1$$

Ta cũng có các công thức cho các loại độ phẩm chất của hộp với 2 phần tử ghép:

- Độ phẩm chất không tải (riêng):

$$Q_o = \bar{C}\bar{R}\omega_o = \bar{C}_e\bar{R}_e\omega_o \quad (3.14.24)$$

$$\omega_o^2 = \frac{1}{\sqrt{L_e C_e}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

- Độ phẩm chất ngoài của hộp tính cho lối vào và lối ra:

$$Q_{ng1} = \bar{C}\omega_o = \frac{Z_{CO}}{n^2} C_e \omega_o \quad (3.14.25)$$

$$Q_{ng2} = \bar{C}\bar{R}'\omega_o = \frac{Z'_{CO}}{n^2} C_e \omega_o$$

- Độ phẩm chất tải của hộp:

$$Q_t = \bar{C} \frac{\bar{R}\bar{R}'}{\bar{R} + \bar{R}' + \bar{R}\bar{R}'} \omega_o \quad (3.14.26)$$

$$= \frac{C_e \alpha_0}{\frac{1}{R_e} + \frac{n^2}{Z_{CO}} + \frac{n'^2}{Z'_{CO}}}$$

- Các trở thuần có thể biểu diễn qua các độ phẩm chất theo các công thức :

$$\bar{R} = \frac{Q_o}{Q_{ng1}} \quad \bar{R}' = \frac{Q_{ng2}}{Q_{ng1}} \quad (3.14.27)$$

$$\bar{R}'' = \frac{Q_o Q_{ng2}}{Q_{ng1} (Q_o + Q_{ng2})}$$

và cũng có :
$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_{ng1}} + \frac{1}{Q_{ng2}} \quad (3.14.28)$$

Hộp cộng hưởng có 2 phần tử liên kết là các khâu tạo thành bộ lọc siêu cao theo phương pháp tổng hợp theo đặc trưng tần số dạng phẳng cực đại hoặc dạng đa thức Trêbusep.

3. Mắc nối tầng các hộp cộng hưởng với 2 phần tử liên kết

Để tạo thành bộ lọc siêu cao ta phải ghép nối tầng các khâu là các hộp cộng hưởng lại. Qua nghiên cứu [5], [8] đã rút ra kết luận rằng: việc nối tầng các hộp cộng hưởng được thực hiện qua 2 dạng chính là: ghép bằng đoạn đường truyền đồng nhất và ghép trực tiếp với nhau. Trong ghép các hộp cộng hưởng nối tầng bằng đoạn đường truyền đồng nhất thì phổ biến là ghép qua đoạn có chiều dài bằng một phần tư bước sóng trung tâm của dải, hoặc chiều dài bằng một số lẻ lần $\frac{\lambda}{4}$. Khi chiều dài

đoạn đường truyền bằng một số nguyên lần nửa bước sóng thì việc ghép các hộp cộng hưởng chỉ có tác dụng làm tăng độ phẩm chất của hệ mà thôi, việc ghép như vậy được dùng làm tăng tính ổn định tần số của máy phát. Trong bộ lọc siêu cao không áp dụng cách ghép này. Đồng thời trong kỹ thuật siêu cao khi chế tạo các bộ lọc thông dải và chắn dải với các mạch cộng hưởng song song và nối tiếp xen kẽ nhau như sơ đồ mẫu tương đương ở các hình 3.133 và 3.135 là khó khăn.

Người ta cố gắng chỉ chế tạo các hộp cộng hưởng cùng một loại tương đương với mạch hoặc chỉ là song song hoặc toàn nối tiếp. Việc chuyển mạch cộng hưởng L, C từ song song sang nối tiếp hoặc ngược lại được thực hiện nhờ đoạn đường truyền đồng nhất với trở sóng đặc tính Z_c và chiều dài bằng $\frac{1}{4}$ hoặc số lẻ lần $\frac{1}{4}$ bước sóng trung tâm của dải tần. Trong mục 3.4.g ta rút ra kết luận rằng: một khâu kháng Z mắc song song giữa 2 đoạn đường truyền đồng nhất có chiều dài bằng $\frac{1}{4}$ hay số lẻ lần

$\frac{1}{4}$ bước sóng tương đương với một dẫn nạp $Y' = Z$ mắc nối tiếp vào đường truyền, và ngược lại một dẫn nạp Y mắc nối tiếp ở giữa 2 đoạn đường truyền đồng nhất có chiều dài $\frac{1}{4}$ hoặc số lẻ lần $\frac{1}{4}$ bước sóng tương đương với một trở kháng $z' = Y$ mắc

song song vào đường truyền. Đoạn đường truyền đồng nhất có chiều dài $\frac{\lambda}{4}$ hoặc số lẻ lần $\frac{\lambda}{4}$ có tính chất như vậy được gọi là một invec-tơ trở kháng hay invec-tơ (bộ biến đổi ngược) dẫn nạp. Trong lý thuyết bộ lọc với tham số tập trung invec-tơ được ứng dụng rất rộng rãi.

Người ta cũng chứng minh được rằng [5] với cách chọn độ ghép thích hợp của các phần tử liên kết thì việc ghép 2 hộp cộng hưởng qua đoạn đường truyền đồng nhất dài $\frac{1}{4}$ hoặc số lẻ lần $\frac{1}{4}$ bước sóng hoàn toàn tương đương với việc ghép 2 hộp cộng hưởng trực tiếp với nhau. Tuy vậy 2 cách ghép này cũng có ưu và nhược điểm mà trong kỹ thuật tùy điều kiện mà ứng dụng cho phù hợp.

Bộ lọc siêu cao tần ghép từ các đoạn với đoạn đường truyền đồng nhất dài $\frac{\lambda}{4}$ gọi tắt là là bộ lọc siêu cao ghép $\frac{\lambda}{4}$ có ưu điểm là việc điều chỉnh các khâu được thực hiện một cách riêng rẽ nhau, dễ điều chỉnh khi lắp ghép. Nó có nhược điểm là kích thước lớn và có dải tần hẹp do có sự nhạy với tần số của đoạn đường truyền dài $\frac{\lambda}{4}$.

Bộ lọc siêu cao tần do ghép trực tiếp giữa các khâu có ưu điểm kích thước gọn hơn dải tần rộng hơn, song việc điều chỉnh giữa khâu này sẽ ảnh hưởng đến tham số của khâu khác nên ghép và điều chỉnh khó hơn. Cả 2 loại bộ lọc siêu cao này được dùng chủ yếu trong kỹ thuật siêu cao tần.

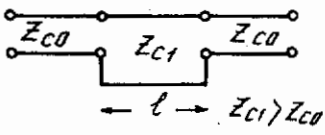
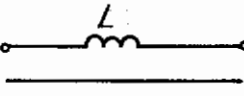
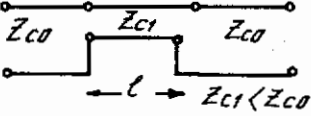
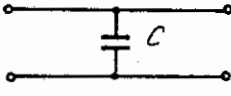

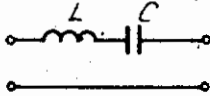
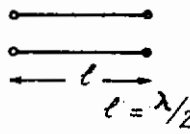
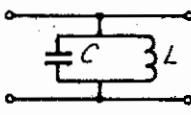
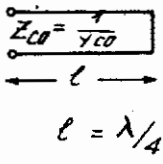
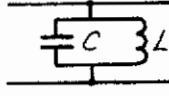
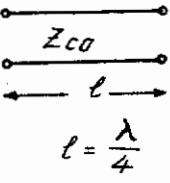
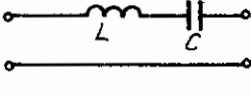
d) Thực hiện kỹ thuật các khâu bộ lọc siêu cao tần

Các khâu của bộ lọc siêu cao tần về mặt kỹ thuật được thực hiện từ các mạch cộng hưởng trên: đường dây đôi, đường dây đồng trục, ống dẫn sóng, mạch dải. Ở đây chỉ nêu tóm tắt cấu trúc sơ đồ tương đương và một số công thức tính các tham số của khâu. Các chi tiết được trình bày trong [8], [10].

1. Các khâu từ đường dây đôi và ống đồng trục

Ta có bảng 3 nêu cấu tạo, sơ đồ tương đương và các tham số của chúng: C' là vận tốc ánh sáng trong chân không; ϵ' : hằng số điện môi tương đối chứa trong đường truyền; Z_{CO} : trở sóng đặc tính của đường truyền; α : hằng số tiêu hao; R, G: trở và dẫn thuần; Y_{CO} : dẫn sóng đặc tính đường truyền.

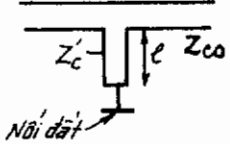
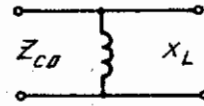
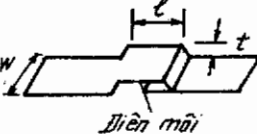
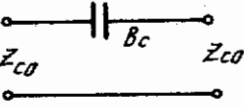
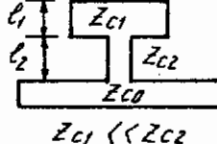
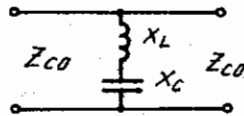
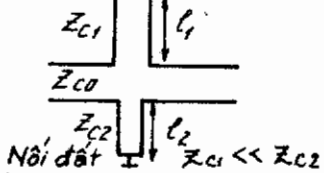
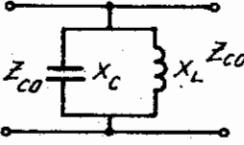
Bảng 3

Loại	Sơ đồ tương đương	Các tham số
		$L \equiv Z_{ci} \frac{l}{C'} \sqrt{\epsilon'}$ $l < \frac{\pi \lambda_0}{8 \sqrt{\epsilon'}}$
		$C \equiv \frac{l \sqrt{\epsilon'}}{Z_{ci} C'}; \quad l < \frac{\pi \lambda_0}{8 \sqrt{\epsilon'}}$
		$x = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \approx \frac{\pi Z_{co}}{2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2$ $Q = \frac{x}{R} \approx \frac{\pi \lambda}{\alpha \lambda_0^2}; \quad R = Z_{co} \alpha l$
		$b = \omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L} \approx \frac{\pi Y_{co}}{2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2$ $Q = \frac{b}{G} \approx \frac{\pi \lambda}{\alpha \lambda_0^2}; \quad G = Y_{co} \alpha l$
		$b = \omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L} \equiv \frac{\pi}{4} Y_{co} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2$ $Q = \frac{b}{G} \approx \frac{\pi \lambda}{\alpha \lambda_0^2}$ $G = Y_{co} \alpha l$
		$x = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \approx \frac{\pi}{4} Z_{co} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2$ $Q = \frac{x}{R} \approx \frac{\pi \lambda}{\alpha \lambda_0^2}$ $R = Z_{co} \alpha l$

2. Các khâu từ mạch dài

Ta cũng có bảng 4 các cấu trúc, sơ đồ tương đương và tham số giống như ở bảng 3 sau:

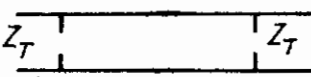
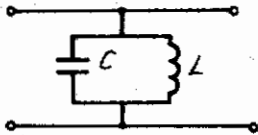

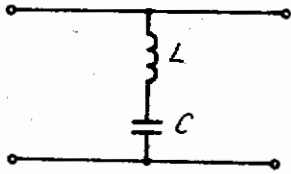
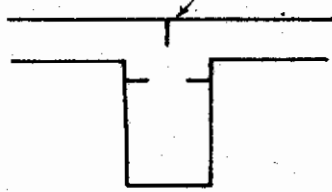
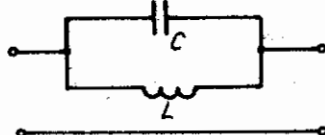
Bảng 4

Loại	Sơ đồ tương đương	Tham số
		$X_L = \frac{Z'_c \omega \sqrt{\epsilon'}}{C}$
		$B_c \cong 0,0885 \epsilon' \omega \frac{Wl}{t}$
		$X_L \approx \frac{Z_{c2} \omega l_2 \sqrt{\epsilon'}}{C}$ $X_C \approx \frac{C' Z_{c1}}{\omega l_1 \sqrt{\epsilon'}}$
		$X_L \approx \frac{Z_{c2} \omega l_2 \sqrt{\epsilon'}}{C}$ $X_C \approx \frac{C' Z_{c1}}{\omega l_1 \sqrt{\epsilon'}}$

Ở đây C' là vận tốc ánh sáng trong không khí

3. Các khâu từ ống dẫn sóng

Bảng 5: Biểu diễn cấu trúc và sơ đồ tương đương của các khâu từ ống dẫn sóng

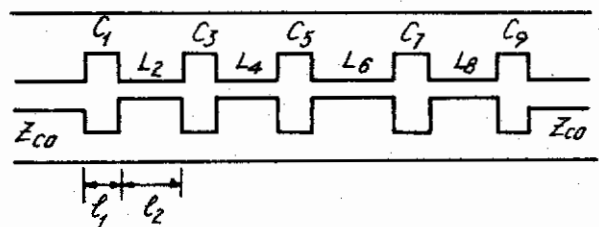
Loại khâu	Sơ đồ tương đương
 <p>Đoạn ống dẫn sóng có các dò điện cảm hoặc tấm chắn cộng hưởng</p>	
<p>Phản tử phối hợp</p>  <p>Ống dẫn sóng có 3-T-H và hộp cộng hưởng phản xạ</p>	
<p>Phản tử phối hợp</p>  <p>Ống sóng có 3-T-E và hộp cộng hưởng phản xạ</p>	

e) Một số bộ lọc siêu cao tần

Trong mục này ta nghiên cứu một số bộ lọc siêu cao tần hay gặp. Ở đây chỉ mô tả có tính chất định tính nguyên tắc làm việc của bộ lọc dựa trên sơ đồ mẫu tương đương. Tính toán định lượng các tham số của các bộ lọc được trình bày trong các tài liệu chuyên đề về bộ lọc như ở [8], [10], [11].

1. Bộ lọc thông thấp

Bộ lọc thông thấp siêu cao tần thường được thực hiện trên ống dẫn sóng đồng trục hoặc mạch dải cho đến tần số cỡ hàng nghìn MHz. Cấu trúc tiết diện dọc của bộ lọc thông thấp siêu cao trên ống dẫn sóng đồng trục và trên mạch dải vẽ ở hình 3.142.

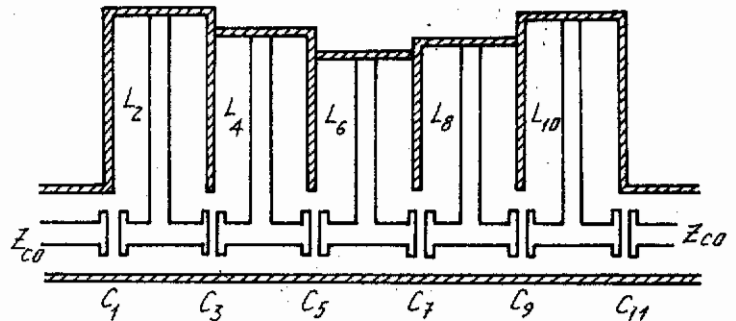


HÌNH 3.142

Trên sơ đồ này đoạn đường truyền có trở sóng đặc tính nhỏ hơn Z_{c0} đóng vai trò của điện dung song song C_k ($k = 1, 3, 5, 7, 9$), còn đoạn đường truyền có trở sóng lớn hơn Z_{c0} sẽ giữ chức năng các điện cảm nối tiếp L_k ($k = 2, 4, 6, 8$). Giá trị của các điện dung C_k và điện cảm L_k phụ thuộc vào chiều dài l_1, l_2 và trở sóng đặc tính của các đoạn đường truyền tạo ra điện dung và điện cảm trên với giả thiết là các $l_1, l_2 < \lambda_{\min}/8$ ở đây λ_{\min} là giới hạn dưới của bước sóng dải thông.

2. Bộ lọc thông cao siêu cao

Bộ lọc thông cao siêu cao cũng thường được thực hiện trên ống dẫn sóng đồng trục hoặc mạch dải. Ta cũng biết do tính chất của ống dẫn sóng chữ nhật nên bản thân nó cũng có thể coi như một bộ lọc thông cao, vì trong ống sóng chữ nhật chỉ truyền lan các sóng có $f > f_{th}$. Nhưng bộ lọc thông cao với ống dẫn sóng chữ nhật có dải rất hẹp vì các tham số phụ thuộc mạnh vào tần số (tính chất tán sắc). Một trong dạng hay dùng của bộ lọc thông cao trên ống sóng đồng trục vẽ ở hình 3.143.



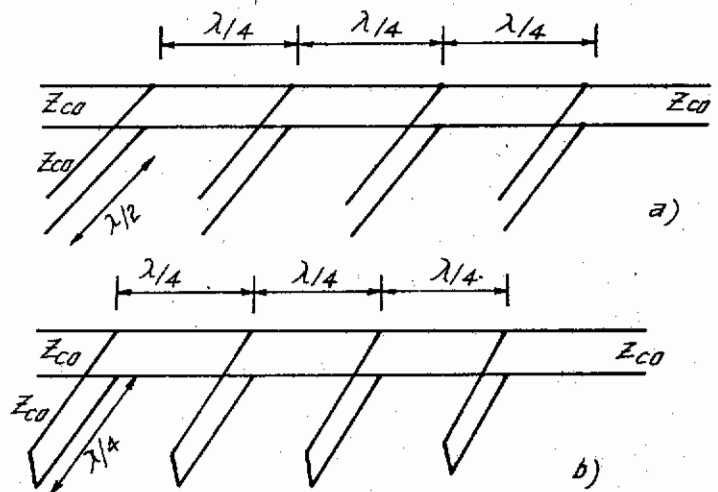
HÌNH 3.143

Trong bộ lọc này các điện dung nối tiếp được thực hiện bởi các tụ điện tạo nên do khe đứt của dây dẫn bên trong có dạng đĩa tròn C_k ($k = 1, 3, 5, 7, 9, 11$), còn điện cảm song song được tạo bởi các đoạn ống đồng trục ngắn mạch ở cuối mắc song song với đường chính. Các Slâyphơ ngắn mạch này có trở sóng đặc tính lớn hơn trở sóng đặc tính của ống sóng cơ bản Z_{c0} , còn các chiều dài của các Slâyphơ $l_k < \lambda_{\min}/8$ (λ_{\min} là bước sóng ứng với giới hạn trên tần số của dải thông). Các giá trị C_k và L_k phụ thuộc vào kích thước của đĩa, chiều dài và trở sóng đặc tính của Slâyphơ.

3. Bộ lọc thông dải siêu cao

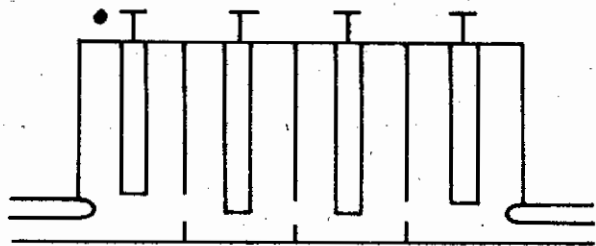
Các bộ lọc thông dải có thể thực hiện rất đa dạng trên đường dây đôi, ống dẫn sóng đồng trục, ống dẫn sóng chữ nhật hoặc mạch dải.

- Trên hình 3.144 ta có một dạng của bộ lọc thông dải siêu cao thực hiện trên đường dây đôi. Các khâu của bộ lọc này là các đoạn Slâyphơ ngắn hoặc hở mạch đặt cách nhau $\lambda/4$ mắc song song vào đường truyền.



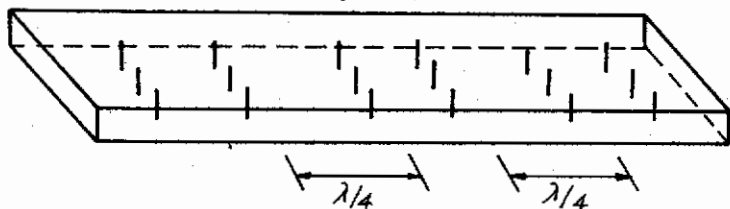
HÌNH 3.144

- Trên hình 3.145 mô tả một bộ lọc thông dải được thực hiện trên các khâu là cộng hưởng đồng trục có tải điện dung ghép trực tiếp với nhau. Ghép năng lượng ở lối vào và lối ra qua ống đồng trục và vòng ghép, liên kết giữa các khâu qua lỗ nhỏ.



HÌNH 3.145

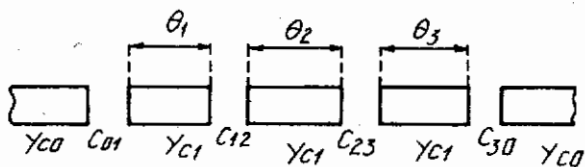
- Trong ống dẫn sóng chữ nhật, bộ lọc thông dải siêu cao được thực hiện bằng cách ghép các hộp cộng hưởng cho qua từ một đoạn ống sóng chữ nhật hai đầu là các dò điện cảm hay



HÌNH 3.146

tám chắn cộng hưởng, các khâu này ghép kiểu $\lambda/4$ hoặc trực tiếp. Trên hình 3.146 mô tả 1 bộ lọc thông dải gồm 3 khâu trên ống dẫn sóng chữ nhật với các dò điện cảm ghép $\lambda/4$.

- Bộ lọc thông dải siêu cao cũng được thực hiện trên mạch dải. Các khâu của bộ lọc là các cộng hưởng nửa bước sóng ghép nối tiếp với nhau trực tiếp qua điện dung nối tiếp là các khe đứt của đường dải dẫn trung tâm. Bộ lọc này được vẽ ở hình 3.147 cho dải trung tâm.



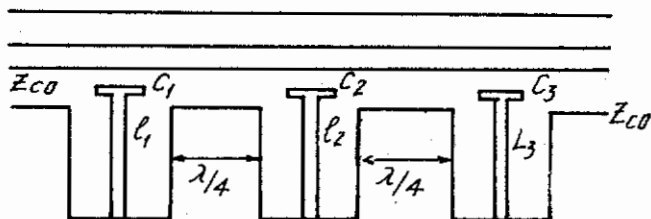
HÌNH 3.147

4. Bộ lọc chắn dải siêu cao

Bộ lọc chắn dải siêu cao tần được thực hiện trên đường dây đôi, ống sóng đồng trục, ống sóng chữ nhật và mạch dải.

- Nếu từ các bộ lọc thông dải trên đường dây đôi vẽ ở hình 3.144 mà các đoạn Slâyphơ hở mạch có chiều dài $\lambda/4$ và các đoạn Slâyphơ ngắn mạch có chiều dài $\lambda/2$ thì ta nhận được bộ lọc siêu cao chắn dải trên đường dây đôi.

- Trong ống dẫn sóng đồng trục bộ lọc chắn dải siêu cao có dạng vẽ ở hình 3.148.



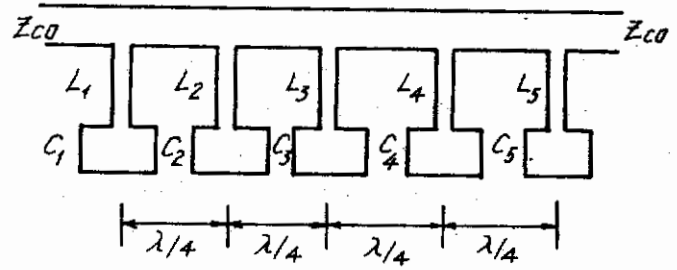
HÌNH 3.148

Ở đây điện dung C_k là các đĩa của lối giữa các đoạn Slâyphơ ngắn mạch với lối giữa ống sóng chính, còn điện cảm L_k nối tiếp với điện dung C_k là điện cảm của đoạn Slâyphơ ngắn mạch ở cuối có chiều dài $l < \lambda/8$ bước sóng trung tâm dải chắn. Các mạch cộng hưởng $L_k C_k$ nối tiếp mắc song song vào ống sóng chính đặt cách nhau các đoạn $\lambda/4$ bước sóng trung tâm dải chắn.

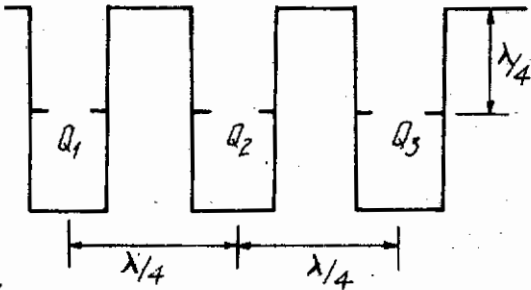
- Bộ lọc chắn dải siêu cao trên mạch dải có nguyên tắc cấu tạo tương tự như ống dẫn sóng đồng trục được vẽ ở hình 3.149.

- Bộ lọc chắn dải siêu cao thực hiện trên ống dẫn sóng chữ nhật được vẽ ở hình 3.150 và 3.151.

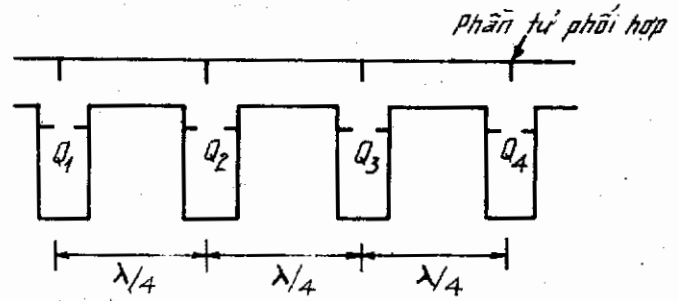
Phân tử phối hợp



HÌNH 3.149



HÌNH 3.150

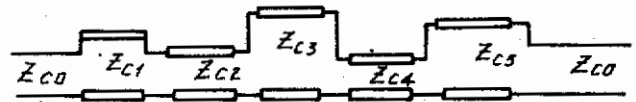


HÌNH 3.151

Đối với bộ lọc dùng các chạc 3-T-H thì các hộp cộng hưởng phản xạ được đặt cách chỗ nối với ống sóng một đoạn $\lambda/4$; bộ lọc dùng các chạc 3-T-E thì các hộp cộng hưởng phản xạ được ghép sát với ống sóng chính. Sơ đồ tương đương của các bộ lọc này dẫn ra từ bảng 5.

5. Bộ lọc siêu cao dạng nhảy bậc

Ngoài các dạng bộ lọc siêu cao được tổng hợp dựa trên mẫu bộ lọc thông thấp đã trình bày ở trên, người ta còn tạo ra bộ lọc siêu cao dạng khác dựa trên sự tổng hợp trên mẫu chuyển tiếp nhảy bậc. Bộ lọc này gọi là bộ lọc siêu cao dạng nhảy bậc. Nó cấu tạo gồm từ các đoạn đường truyền đồng nhất ghép nối nhau. Các đoạn đường truyền đồng nhất có độ dài như nhau, và trở sóng đặc tính được phân bố theo quy luật dựa trên mẫu của chuyển tiếp nhảy bậc (hình 3.152).



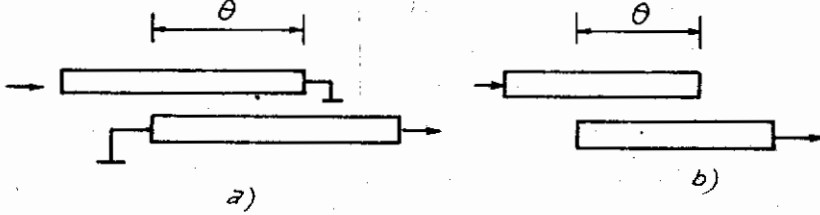
HÌNH 3.152

Bộ lọc loại này có cấu trúc đơn giản, phương pháp tổng hợp nó dựa trên cách tổng hợp của chuyển tiếp nhảy bậc. Người ta đã lập được bảng các tham số cho các giá trị trở kháng sóng đặc tính Z_{ck} của bộ lọc siêu cao dựa trên mẫu chuyển tiếp nhảy bậc [11].

Bộ lọc nhảy bậc chính là bộ lọc siêu cao ghép trực tiếp giữa các khâu. Bộ lọc nhảy bậc có nhược điểm là độ chênh lệch giữa các trở sóng đặc tính của các đoạn đường truyền có phạm vi giới hạn do khó khăn về cấu trúc thực hiện và liên quan

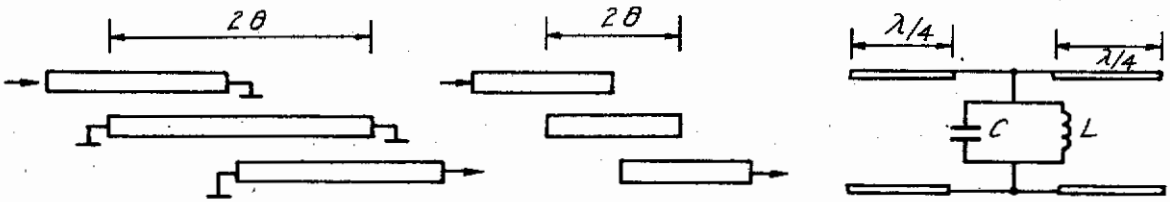
đến sự xuất hiện các dạng sóng bậc cao. Bộ lọc siêu cao dạng nhảy bậc được sử dụng có hiệu quả làm bộ lọc hài trong các máy phát. Bộ lọc dạng nhảy bậc có thể thực hiện trên ống sóng đồng trục, ống sóng chữ nhật hoặc thuận lợi nhất trên mạch dải [8].

6. Bộ lọc siêu cao trên đường dây liên kết: một bộ lọc siêu cao tần được thực hiện rất thuận lợi trên đường dây liên kết dưới dạng mạch dải. Các bộ lọc siêu cao loại này cũng phân làm loại ghép $\lambda/4$ và ghép trực tiếp. Mỗi khâu của bộ lọc trên đường dây liên kết có thể coi là một bộ ghép định hướng lý tưởng trong đó các nhánh 2 và 3 là ngắn mạch hoặc hở mạch. Trên hình 3.153a, b vẽ dải trung tâm cho một khâu của bộ lọc trên đường dây liên kết mạch dải đối xứng.



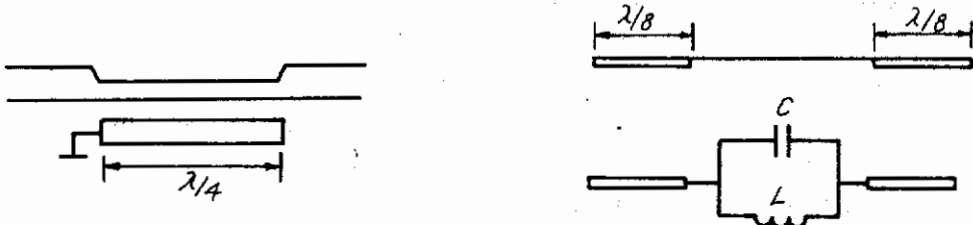
HÌNH 3.153

Khi ghép nối tăng 2 khâu như nhau dạng trên thì ta tạo được một hộp cộng hưởng của bộ lọc thông dải hoặc chắn dải (hình 3.154a và 3.155a) và các sơ đồ tương đương của chúng với mạch tập trung LC (hình 3.154b và 3.155b)



HÌNH 3.154a

HÌNH 3.154b

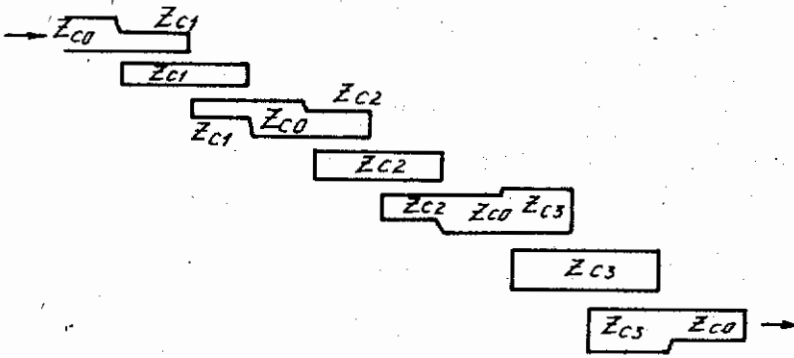


HÌNH 3.155a

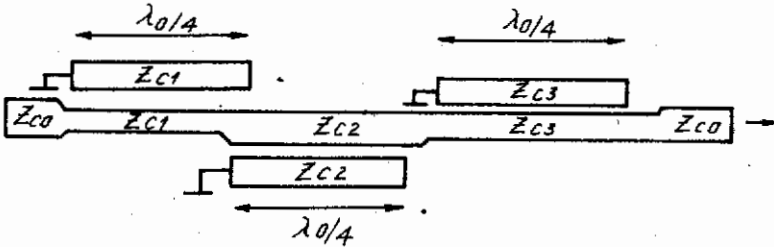
HÌNH 3.155b

Nếu ghép nối tăng các cộng hưởng dạng hình 3.154a lại hoặc trực tiếp hoặc bằng đoạn liên kết $\lambda/4$ sẽ cho một bộ lọc thông dải. Đồng thời ghép nối tăng các cộng hưởng dạng hình 3.155a sẽ cho bộ lọc chắn dải. Việc tổng hợp bộ lọc siêu cao trên đường dây liên kết mạch dải được thực hiện nhờ mẫu âm tần bộ lọc thông thấp. Riêng với bộ lọc ghép trực tiếp còn có thể dựa vào mẫu của chuyển tiếp nhảy bậc để tổng hợp bộ lọc [8], [11].

Trên hình 3.156 và 3.157 vẽ dải trung tâm của bộ lọc thông dải và chắn dải liên kết $\lambda/4$.



HÌNH 3.156



HÌNH 3.157

Bộ lọc siêu cao trên đường dây liên kết mạch dải rất đa dạng và được sử dụng phổ biến trong kỹ thuật siêu cao. Những tính toán tỉ mỉ về các dạng cụ thể của các loại bộ lọc này, có thể tìm trong các tài liệu [8], [10], [11].

3.15. CÁC PHẦN TỬ SIÊU CAO DÙNG ĐIỐT PIN

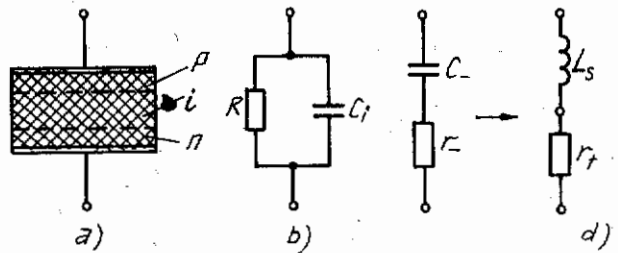
Khi dùng điốt bán dẫn PIN mắc vào trong một đoạn đường truyền siêu cao tần có thể điều khiển sự truyền sóng siêu cao theo yêu cầu đặt ra qua việc cấp thiên áp cho điốt. Các phần tử siêu cao dùng điốt bán dẫn PIN gọi là các thiết bị điều khiển siêu cao tần. Chúng có cấu trúc nhỏ hơn nhiều so với các phần tử dùng ferit. Đặc biệt chúng rất thích hợp với mạch dải siêu cao. Các phần tử điều khiển siêu cao dùng điốt PIN gồm có: bộ chuyển mạch, bộ quay pha, bộ suy giảm, bộ điều chế. Trong mục này ta chỉ giới hạn nghiên cứu hai bộ điển hình phổ biến là bộ chuyển mạch và bộ quay pha.

a) Điốt PIN

Điốt bán dẫn PIN gồm có một bản silic cao ôm phẳng có độ dày khoảng $75 \mu\text{m}$ (trong giới hạn từ 10 đến $200 \mu\text{m}$), ở hai mặt phẳng đầu có trộn tạp chất là bo (để tạo ra vùng dẫn loại p) và phốtpho (để tạo ra vùng dẫn loại n) với kỹ thuật khuếch tán tạo ra các lớp chuyển tiếp p-i và i-n ở sát hai mặt phẳng hai đầu. Vùng cao ôm ở giữa gọi là vùng i rất nghèo điện tích tự do. Tại hai mặt phẳng của hai vùng p và n gắn hai tiếp xúc kim loại để làm anốt và katốt cho điốt như ở hình 3.158a. Điốt PIN có đặc tính như sau: nếu đặt vào điốt một thiên áp âm một chiều (điện áp âm đặt vào vùng p) hoặc thiên áp không thì hiệu thế tiếp xúc của các lớp chuyển tiếp

p-i và i-n sẽ ngăn cản các điện tích tự do từ vùng p (các lỗ trống) và vùng n (các điện tử) phun vào vùng i (còn gọi là vùng bazơ) nên điốt có trở kháng rất lớn (R cỡ từ đơn vị đến hàng chục $k\Omega$). Điốt trong trường hợp này không cho qua tín hiệu siêu cao tần, nó ở chế độ ngắt mạch. Sơ đồ tương đương của điốt có dạng vẽ ở hình 3.158b (điốt mắc song song) và hình 3.158c (điốt mắc nối tiếp). Ở đây C , là điện dung tổng cộng của điốt (có giá trị cỡ $0,3 - 1$ pF), r - là trở biểu thị sự tiêu hao của điốt (cỡ vài Ω), C - là điện dung lớp bazơ của điốt (cỡ $0,05 - 5$ pF). Khi đặt thiên áp thuận lên điốt (điện áp dương vào vùng p) thì hàng rào thế của các lớp chuyển tiếp hạ thấp làm cho các điện tử và lỗ trống phun từ vùng n và vùng p vào vùng i làm cho điốt thông. Trong trạng thái này điốt được biểu diễn bởi sơ đồ tương đương ở hình 3.158d. Ở đây r_s là điện trở thuần khá nhỏ (cỡ vài Ω), L_s chỉ điện cảm kí sinh lõi ra của điốt (cỡ $0,2 - 2$ nH).

Trong trạng thái thông điốt PIN cho qua tín hiệu siêu cao có dòng khá lớn. Ta dùng hai trạng thái thông và tắt của điốt PIN cùng các tham số của nó khi mắc vào đường truyền siêu cao sẽ tạo ra các thiết bị điều khiển sự truyền sóng mong muốn như các bộ chuyển mạch và bộ quay pha.



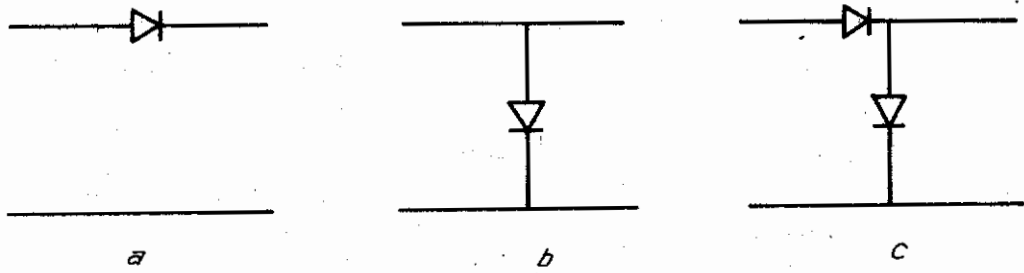
HÌNH 3.158

b) Các bộ chuyển mạch

Các bộ chuyển mạch siêu cao tần hai hay nhiều kênh (một kênh vào hai hay nhiều kênh ra) cơ bản được xây dựng từ các bộ đảo mạch là điốt PIN với hai trạng thái thông tắt. Trong các bộ đảo mạch ta không chú ý đến các trở tiêu hao r_s và r_t của điốt vì chúng rất nhỏ và coi điốt chỉ như một công tắc đóng và mở mạch siêu cao.

1. Các sơ đồ bộ đảo mạch

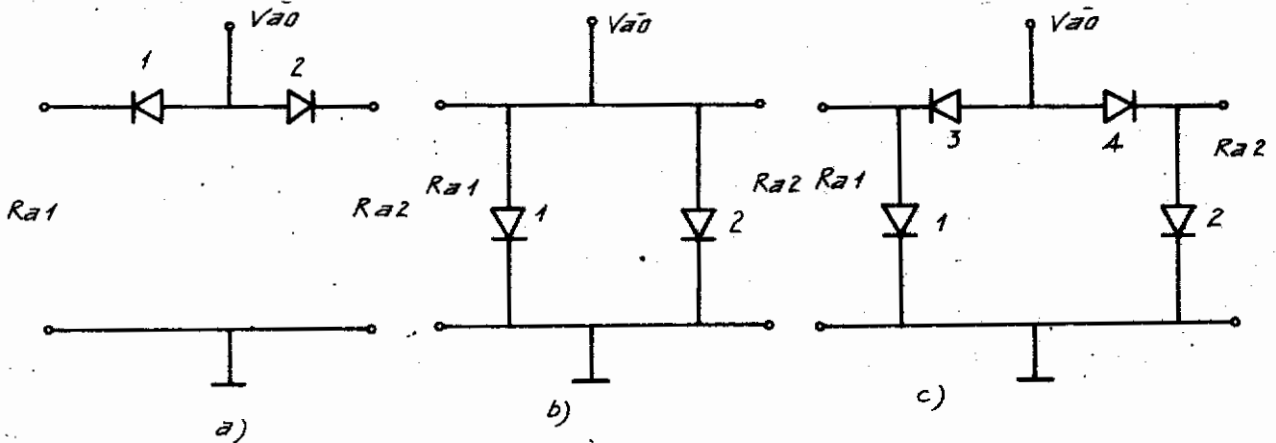
Bộ đảo mạch siêu cao gồm có điốt PIN được mắc vào một đoạn đường truyền theo sơ đồ nối tiếp, song song hoặc hỗn hợp nối tiếp song song như hình 3.159a,b,c. Ở sơ đồ 3.159a khi điốt có thiên áp thuận bộ đảo mạch mở vì điốt thông cho sóng siêu cao tần truyền qua với tiêu hao rất nhỏ. Khi điốt có thiên áp ngược, nó tắt làm bộ đảo mạch đóng sóng siêu cao không truyền qua. Với sơ đồ 3.159b khi điốt có thiên áp thuận, nó thông làm đường truyền ngắn mạch qua điốt, sóng siêu cao không truyền qua, bộ đảo mạch ở chế độ đóng. Khi điốt có thiên áp ngược, nó tắt, đường truyền cho qua sóng siêu cao, bộ đảo mạch ở chế độ mở. Với sơ đồ hỗn hợp 3.159c bộ đảo mạch sẽ mở cho qua sóng siêu cao tần nếu điốt nối tiếp có thiên áp thuận và điốt song song có thiên áp ngược. Ngược lại bộ đảo mạch sẽ đóng không cho sóng siêu cao tần truyền qua khi điốt nối tiếp có thiên áp ngược và điốt song song có thiên áp thuận.



HÌNH 3.159

2. Các bộ chuyển mạch đơn giản 2 kênh

Các bộ chuyển mạch đơn giản 2 kênh được xây dựng từ hai hoặc nhiều bộ đảo mạch siêu cao theo các sơ đồ ở hình 3.160a, b, c.



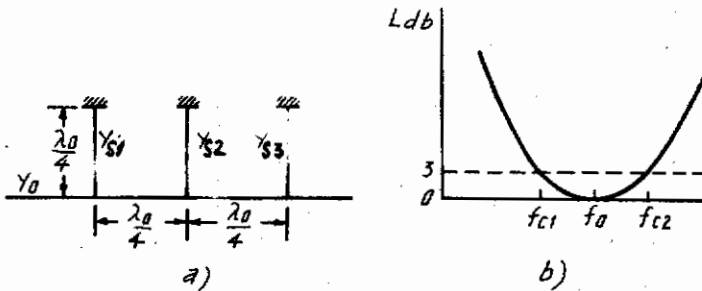
HÌNH 3.160

Sơ đồ 3.160a có dạng nối tiếp, chuyển mạch sẽ làm việc nối kênh vào với kênh ra một khi điôt 1 có thiên áp thuận và điôt 2 có thiên áp ngược, kênh 2 bị cách li. Khi đặt thiên áp ngược lên điôt 1 và thiên áp thuận lên điôt 2 thì lối vào sẽ nối thông với kênh ra 2 còn kênh ra 1 bị cách li. Bộ chuyển mạch kiểu nối tiếp có cấu trúc đơn giản, dải tần rộng, song có nhược điểm là bộ cách li nhỏ ở tần số cao. Sơ đồ 3.160b có dạng mắc song song. Bộ chuyển mạch sẽ nối kênh vào với kênh ra một khi điôt 1 có thiên áp ngược, và điôt 2 có thiên áp thuận, kênh ra 2 bị cách li. Nếu ta đặt thiên áp cho cả hai điôt trái ngược lại ban đầu thì bộ chuyển mạch sẽ nối kênh vào với kênh ra 2, kênh ra 1 bị cách li. Sơ đồ này cho độ cách li cao, song có dải tần hẹp. Sơ đồ 3.160c có dạng hỗn hợp nối tiếp song song. Nó tận dụng được các ưu điểm của hai sơ đồ trên, nên cho độ cách li cao và dải tần công tác rộng. Từ các sơ đồ cơ bản của bộ chuyển mạch hai kênh, người ta có thể xây dựng được các sơ đồ phức tạp hơn cho các bộ phận chuyển mạch nhiều kênh.

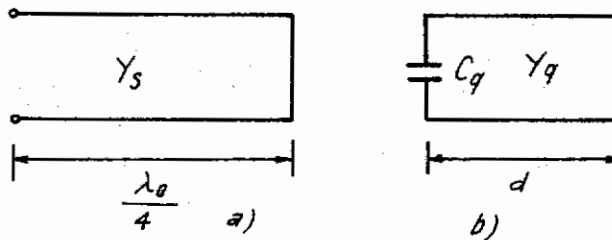
3. Bộ chuyển mạch dùng Slâyphơ

Để mở rộng dải tần người ta xây dựng các bộ chuyển mạch dựa trên tính chất của bộ lọc dải bằng cách dùng các slâyphơ ngắn mạch đầu cuối dài một phần tư bước sóng đặt cách nhau một phần tư bước sóng. Trên hình 3.161a, b vẽ một bộ lọc dải gồm có 3 Slâyphơ một phần tư bước sóng ngắn mạch đầu cuối với dẫn sóng đặc tính

Y_{S1} , Y_{S2} , Y_{S3} mắc song song vào đường truyền đặt cách nhau một phần tư bước sóng trung tâm và đặc trưng dạng hàm phẳng cực đại của nó. Trong các bộ chuyển mạch ta thay một Slâyphơ trên bằng một Slâyphơ gần tập trung. Slâyphơ gần tập trung là một Slâyphơ ngắn mạch đầu cuối có chiều dài d , đầu kia mắc một diốt PIN có điện dung là C_q và tại đây Slâyphơ nối với đường truyền chính.



HÌNH 3.161



HÌNH 3.162

Mối quan hệ của các tham số của hai Slâyphơ trên hình 3.162a, b được cho bởi các hệ thức sau:

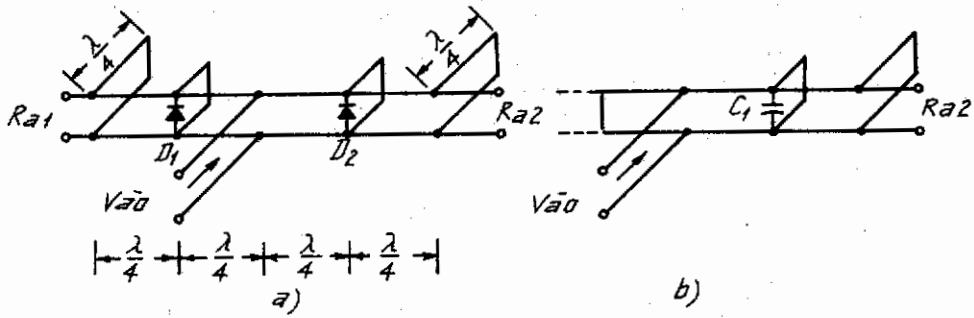
$$\omega_0 C_q = Y_q \operatorname{ctg} \frac{2\pi d}{\lambda_0} \quad (3.15.1)$$

$$Y_S = \frac{2}{\pi} \left\{ \omega_0 C_q + Y_q (\operatorname{arctg} 2q) (1 + 4q^2) \right\} \quad (3.15.2)$$

$$q = \frac{\omega_0 C_q}{Y_q} \quad (3.15.3)$$

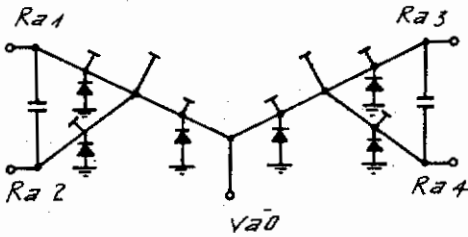
Ở đây ω_0 và λ_0 là tần số và bước sóng mà Slâyphơ ban đầu có chiều dài đúng bằng một phần tư bước sóng. Biểu thức (3.15.1) suy từ điều kiện cộng hưởng của Slâyphơ gần tập trung tại chỗ mắc diốt. Biểu thức (3.15.2) được suy ra từ sự bằng nhau của các đạo hàm các dẫn nạp của hai Slâyphơ ban đầu và gần tập trung tính tại tần số ω_0 .

Trên hình 3.163a,b vẽ một bộ chuyển mạch hai kênh dạng bộ lọc dải có dùng hai Slâyphơ và diốt PIN cùng sơ đồ tương đương của nó khi làm việc trong chế độ sóng siêu cao truyền từ kênh vào tới kênh ra 2.

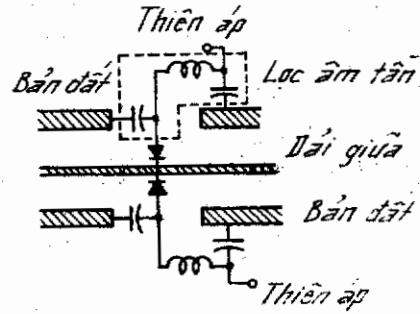


HÌNH 3.163

Bộ chuyển mạch 4 kênh dùng mỗi kênh 2 Slâyphơ với diốt PIN được vẽ ở hình 3.164. Trên hình 3.165 cho sơ đồ mắc các diốt PIN vào đường truyền mạch dài dạng đối xứng siêu cao với mạch cấp thiên áp cho các diốt.



HÌNH 3.164

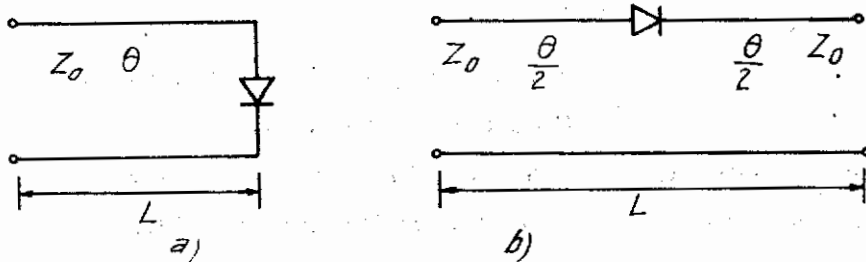


HÌNH 3.165

c) Bộ quay pha

1. Nguyên tắc cơ bản

Dùng diốt PIN mắc song song hay nối tiếp vào đoạn đường truyền siêu cao tần có trở sóng đặc tính Z_0 với độ dài điện $\theta = \frac{2\pi L}{\lambda}$ như ở hình 3.166a,b và sử dụng hai chế độ thiên áp thuận, ngược của diốt sẽ tạo ra độ dịch pha của sóng siêu cao tần qua đoạn đường truyền này một giá trị $\Delta\phi$ nào đó.



HÌNH 3.166

Sở dĩ có độ dịch pha là do diốt PIN trong chế độ tắt có điện dung là C_q . Nên kháng thuận chuẩn hóa của diốt so với trở sóng của đường truyền Z_0 là:

$$\bar{X}_q = \frac{X_q}{Z_0} = \frac{1}{i\omega C_q Z_0}$$

Ta đã biết giá trị trở thuần của diôt trong cả hai chế độ tắt thông rất nhỏ so với trở sóng Z_0 ($\bar{r}_t \ll 1$, $\bar{r}_r \ll 1$) nên có thể bỏ qua và chúng không ảnh hưởng đến sự quay pha. Sau đây ta hãy tính độ quay pha của hai sơ đồ hình 3.166a,b.

Ở sơ đồ 3.166a diôt mắc song song vào đường truyền, khi diôt thông (có thiên áp thuận) nó sẽ nối tắt đường truyền ở cuối và sóng sẽ phản xạ trở lại đầu vào. Hệ số phản xạ tại lối vào ở chế độ này được tính như sau:

$$R_{th} = e^{-2i\theta} \quad (3.15.4)$$

Khi diôt hở (có thiên áp ngược) đường truyền ở cuối mắc một điện dung của diôt có trở kháng chuẩn hóa là $\bar{X}_q = (i\omega C_q Z_0)^{-1}$. Lúc này hệ số phản xạ tại tải theo (3.13.4) được tính:

$$R_t = \frac{\bar{X}_q - 1}{\bar{X}_q + 1} = \frac{1 - i\omega C_q Z_0}{1 + i\omega C_q Z_0} = |R_t| e^{i\psi} \quad (3.15.5)$$

ở đây:

$$\psi = -\arctg\left(\frac{2\omega C_q Z_0}{1 + i\omega C_q Z_0}\right) = \arctg\left(\frac{\frac{2}{\omega_0 C_q Z_0}}{1 - \left(\frac{1}{\omega C_q Z_0}\right)^2}\right) \quad (3.15.6)$$

Nếu đặt:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1}{\omega C_q Z_0} \quad (3.15.7)$$

thì ta có:

$$\Delta\varphi = 2\varphi = \psi \quad (3.15.8)$$

hệ số phản xạ ở lối vào đường truyền trong chế độ diôt tắt sẽ là:

$$R_{ta} = R_t e^{-2i\theta} = |R_t| e^{-i(2\theta - 2\varphi)} \quad (3.15.9)$$

Như vậy pha của hệ số phản xạ tại lối vào của đoạn đường truyền khi diôt chuyển từ thông sang tắt đã dịch đi một góc pha là:

$$\Delta\varphi = 2\varphi = 2\arctg\left(\frac{1}{\omega C_q Z_0}\right) \quad (3.15.10)$$

Ở sơ đồ 3.166b diôt PIN mắc nối tiếp với đoạn đường truyền, khi nó thông (có thiên áp thuận) sẽ nối liền hai nửa đoạn đường truyền có độ dài điện như nhau là $\theta/2$ và trở sóng đặc tính Z_0 làm thành một đoạn với độ dài điện θ và cho sóng siêu cao tần truyền qua. Ta nhận được ma trận truyền của đoạn mạch này theo (3.2.20) và (3.4.19) là:

$$[T]_{th} = [T_1][T_1] \quad (3.15.11)$$

$$\text{ở đây: } [T_1] = \begin{bmatrix} e^{i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta/2} \end{bmatrix} \quad (3.15.12)$$

là ma trận truyền của mỗi nửa đoạn đường truyền ở hai bên diôt.

Hệ số truyền sóng qua đoạn này sẽ là:

$$(S_{21})_{th} = \frac{1}{(T_{11})_{th}} = e^{-i\theta} \quad (3.15.13)$$

Ta nhận được pha của hệ số truyền khi diôt thông là θ

Nếu bây giờ ta đặt thiên áp ngược lên diôt làm nó tắt. Diôt sẽ như một dẫn nạp $\bar{Y}_q = \frac{1}{X_q} = i\omega C_q Z_0$ mắc nối tiếp giữa hai nửa đoạn đường truyền. Theo biểu thức

(3.4.38) ma trận truyền của diôt PIN ở chế độ tắt có dạng:

$$[T_q]_{ta} = \frac{1}{2\bar{Y}_q} \begin{bmatrix} 1 + 2\bar{Y}_q & -1 \\ 1 & 2\bar{Y}_q - 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\cos \Delta\varphi} \begin{bmatrix} e^{-i\Delta\varphi} & i \sin \Delta\varphi \\ -i \sin \Delta\varphi & e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix} \quad (3.15.14)$$

ở đây ta đặt:

$$\text{tg} \Delta\varphi = \frac{i}{2\bar{Y}_q} = \frac{1}{2\omega C_q Z_0}$$

Ma trận truyền của toàn đoạn đường truyền có diôt được tính theo (3.2.20), (3.15.12), và (3.15.14) có dạng:

$$[T]_{ta} = [T_1][T_q]_{ta}[T_1] = \frac{1}{\cos \Delta\varphi} \begin{bmatrix} e^{i(\theta-\Delta\varphi)} & i \sin \Delta\varphi \\ -i \sin \Delta\varphi & e^{-i(\theta-\Delta\varphi)} \end{bmatrix} \quad (3.15.15)$$

Hệ số truyền sóng qua đoạn đường truyền này sẽ là:

$$(S_{21})_{ta} = \frac{1}{T_{11}} = \cos \Delta\varphi e^{-i(\theta-\Delta\varphi)} \quad (3.15.16)$$

và pha của nó là : $\theta - \Delta\varphi$

So sánh pha của hệ số truyền sóng qua đoạn đường truyền khi diôt chuyển từ chế độ thông sang tắt (biểu thức 3.15.13 và 3.15.16) ta thấy đoạn này đã thực hiện được chức năng của bộ quay pha đi một góc pha là $\Delta\varphi$. Vì môđun của $|S_{11}|_{ta} \neq 0$ nên bộ quay pha chỉ có một diôt mắc nối tiếp không bảo đảm sự phối hợp giữa lối vào và lối ra. Ta phải mắc thêm một diôt thứ hai cách diôt đầu một khoảng một phần tư bước sóng sẽ thực hiện được sự phối hợp cả hai đầu của bộ quay pha. Như vậy bộ quay pha với hai diôt PIN sẽ tạo ra sự dịch pha một lượng là $2\Delta\varphi$. Sơ đồ hình 3.166a cho ta bộ quay pha cơ bản dạng phản xạ, còn sơ đồ hình 3.166b cho bộ quay pha cơ bản dạng cho qua. Dựa vào hai sơ đồ cơ bản nêu trên người ta xây dựng được các sơ đồ quay pha khác nhau.

2. Các sơ đồ bộ quay pha

Các bộ quay pha dùng diôt PIN được xây dựng từ hai sơ đồ cơ bản dạng phản xạ và dạng cho qua. Có các sơ đồ bộ quay pha chính như sau:

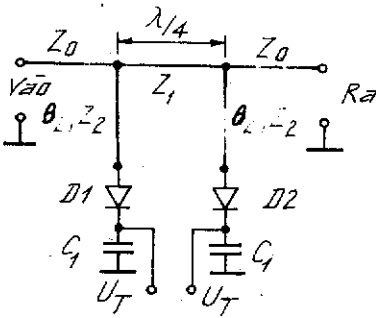
- Bộ quay pha cho qua dạng Slâyphơ,
- Bộ quay pha dùng thiết bị lai ghép,
- Bộ quay pha dùng chuyển mạch các kênh.

Các bộ quay pha đơn giản nhất thường có một tầng, bộ quay pha phức tạp được xây dựng bằng cách nối nhiều tầng các bộ quay pha đơn giản trên. Để đơn giản ở đây ta chỉ nêu sơ đồ nguyên lí của các bộ quay pha một tầng cho ba dạng trên.

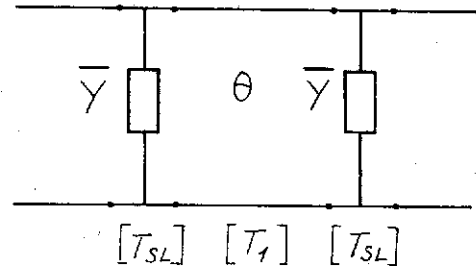
2.1. Bộ quay pha cho qua Slâyphơ

Bộ quay pha cho qua Slâyphơ có sơ đồ vẽ ở hình 3.167. Ở đây các diốt 1 và 2 được mắc nối tiếp với hai đoạn Slâyphơ như nhau với độ dài điện là θ_2 , trở sóng Z_2 . Hai Slâyphơ này được ngắn mạch cao tần đầu cuối qua tụ C_1 xuống đất. các tụ này dùng để ngăn dòng một chiều cấp thiên áp cho hai diốt. Chúng có trở kháng rất nhỏ ($1/\omega C_1 Z_0 \ll \bar{r}_-$). Giữa hai Slâyphơ mắc một đoạn đường truyền với độ dài điện $\theta = \frac{\pi}{2}$, có trở sóng đặc tính Z_1 để phối hợp giữa đường truyền chính có trở sóng là Z_0 và các Slâyphơ.

Nguyên tắc công tác của bộ quay pha này có thể giải thích như sau. Ta bỏ qua các điện trở tiêu hao nhỏ của các diốt, coi hai đoạn Slâyphơ có diốt mắc song song với đoạn đường truyền chính như hai dẫn nạp mắc song song với đường truyền cách nhau một khoảng một phần tư bước sóng. Ta có sơ đồ tương đương như sự nối tầng của ba mạng 4 cực vẽ ở hình 3.168.



HÌNH 3.167



HÌNH 3.168

Ma trận truyền của bộ quay pha này được tính như sau:

$$[T] = [T_{SL}][T_1][T_{SL}] \quad (3.15.17)$$

Ở đây $[T_{SL}]$ là ma trận truyền của dẫn nạp \bar{Y} mắc song song được tính theo biểu thức (3.4.34), $[T_1]$ là ma trận truyền của đoạn đường truyền giữa hai Slâyphơ có độ dài điện là θ tính theo biểu thức (3.4.19). Từ (3.15.17) ta tính được yếu tố T_{11} của ma trận truyền của bộ quay pha là:

$$T_{11} = (1 + \bar{Y}/2)^2 e^{i\theta} - (\bar{Y}/2)^2 e^{-i\theta} = |T_{11}| e^{i\varphi_T} \quad (3.15.18)$$

và pha của hệ số truyền sẽ bằng $-\varphi_T$.

Vì rằng các dẫn nạp vào chuẩn hóa \bar{Y} của các Slâyphơ mắc song song trong hai chế độ của diốt PIN sẽ nhận hai giá trị khác nhau là $i\bar{B}_1, i\bar{B}_2$, nên ta tính được:

$$T_{11} = \left[\cos \theta - \bar{B}_{1,2} \sin \theta \right] + i \left[\bar{B}_{1,2} \cos \theta + \left(1 - \frac{\bar{B}_{1,2}^2}{2} \right) \sin \theta \right] \quad (3.15.19)$$

Do đó:

$$\varphi_{T_{1,2}} = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\bar{B}_{1,2} \cos \theta + \left(1 - \frac{\bar{B}_{1,2}^2}{2} \right) \sin \theta}{\cos \theta - \bar{B}_{1,2} \sin \theta} \right\} \quad (3.15.20)$$

Nếu $\arg T_{11}$ trong hai chế độ của diốt là $\varphi_{T_1}, \varphi_{T_2}$ ứng với hai giá trị dẫn nạp vào của Slâyphơ $i\bar{B}_1, i\bar{B}_2$ thì ta tính được độ dịch pha của bộ quay pha cho qua này là:

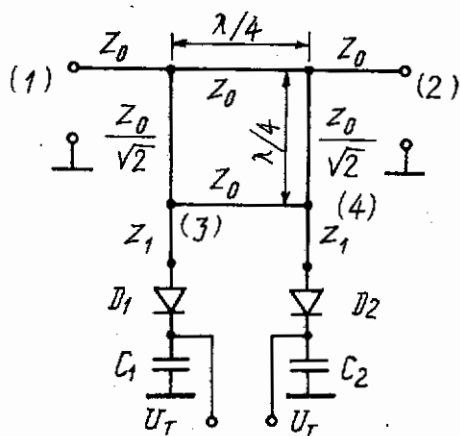
$$\Delta\varphi_T = \varphi_{T_1} - \varphi_{T_2} \quad (3.15.21)$$

Bộ quay pha trên thường chỉ đạt được độ dịch pha $\Delta\varphi_T < 45^\circ$. Để tạo ra các bộ quay pha có độ dịch pha lớn hơn 45° người ta xây dựng các bộ quay pha có dùng thiết bị lai ghép.

2.2. Bộ quay pha dùng thiết bị lai ghép

Sơ đồ bộ quay pha này vẽ ở hình 3.169

Bộ quay pha gồm có một bộ ghép định hướng thực hiện trên mạch dải siêu cao với hệ số ghép $C = 3$ dB. Trong các nhánh của nó: nhánh (1) là nhánh vào, nhánh (2) là nhánh ra, hai nhánh (3) và (4) ghép với hai đoạn đường truyền như nhau có trở sóng Z_1 với độ dài điện θ , trong chúng mắc hai diốt 1 và 2 được ngắn mạch cao tần qua tụ C_1, C_2 xuống đất tạo thành hai Slâyphơ. Mỗi một Slâyphơ là một sơ đồ quay pha cơ bản dạng phản xạ đã xét ở hình 3.166a.



HÌNH 3.169

Bộ ghép định hướng là một mạng 8 cực không tổn hao, ma trận tán xạ $[S]$ của nó có tính Unita và có giá trị là:

$$[S] = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & i & 1 \\ 0 & 0 & 1 & i \\ i & 1 & 0 & 0 \\ 1 & i & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.15.22)$$

Ta có thể tìm được độ dịch pha của bộ quay pha ở lối ra (nhánh 2) khi diốt thay đổi chế độ tắt thông qua độ dịch pha của hệ số phản xạ R_{S1} tại lối vào của các Slâyphơ. Ta gọi sóng truyền vào nhánh (1) của bộ quay pha là a_1 , sóng ra tại nhánh

(2) là b_2 , tại các nhánh (3) và (4) hệ số phản xạ của các Slâyphơ là R_{SL} . Nếu nhánh ra (2) được phối hợp thì không có sóng phản xạ và $a_2 = 0$, theo tính chất của ma trận tán xạ [S] của bộ quay pha ta có:

$$[B] = [S][A] \quad (3.15.23)$$

với
$$R_{SL} = \frac{a_3}{b_3} = \frac{a_4}{b_4}; [A] = \begin{bmatrix} a_1 \\ 0 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \quad (3.15.24)$$

ta tính được sóng ra tại nhánh (2) là:

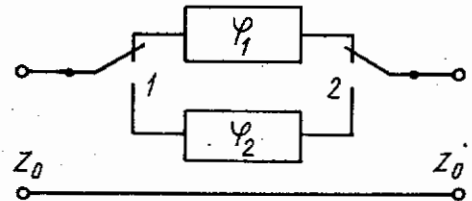
$$b_2 = -\frac{1}{\sqrt{2}}(iR_{SL}b_3 + iR_{SL}b_4) = iR_{SL}a_1 \quad (3.15.25)$$

Từ (3.15.25) ta thấy rằng pha của sóng ra tại nhánh (2) của bộ quay pha này phụ thuộc vào hệ số phản xạ của Slâyphơ R_{SL} . Khi các diôt thay đổi chế độ từ thông sang tắt pha của các Slâyphơ thay đổi đi một lượng là $\Delta\phi$ theo biểu thức (3.15.8) đã biết, và pha của bộ quay pha này cũng thay đổi một lượng đúng bằng $\Delta\phi$. Tùy theo cấu tạo bộ ghép định hướng mà bộ quay pha dùng thiết bị lai ghép có tính chất khác nhau.

2.3. Bộ quay pha dùng bộ chuyển đổi các kênh

Ở phần tần số thấp ($f < 1000\text{MHz}$) các bộ quay pha dùng bộ chuyển mạch các kênh có cấu trúc rất đơn giản. Nó có sơ đồ nguyên tắc vẽ ở hình 3.170.

Các đảo mạch 1 và 2 sẽ đồng thời hoạt động để cho khi sóng truyền qua các kênh với góc pha khác nhau tương ứng là ϕ_1, ϕ_2 sẽ tạo ra độ dịch pha là $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. Bộ chuyển mạch dùng diôt PIN sẽ làm nhiệm vụ chuyển các kênh theo yêu cầu. Vì ở dải tần không cao này diôt PIN chỉ có chức năng như một cái khoá trong bộ chuyển mạch. Các bộ phận tạo ra độ dịch pha ϕ_1, ϕ_2 là các đoạn

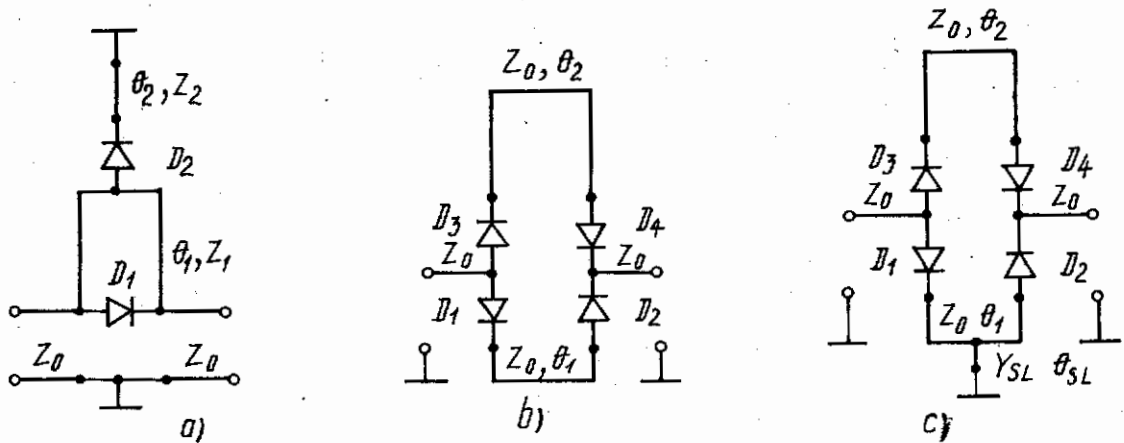


HÌNH 3.170

đường truyền đồng nhất không tổn hao có độ dài điện θ_1, θ_2 khác nhau. Trên hình 3.171a,b,c vẽ các sơ đồ bộ quay pha dùng bộ chuyển mạch các kiểu khác nhau.

Sơ đồ hình 3.171a cho bộ quay pha dạng vòng, chiều dài nối các đầu vòng nhỏ hơn nhiều so với bước sóng. Diôt 1 có tác dụng như bộ chuyển mạch, diôt 2 mắc trong Slâyphơ ngắn mạch đầu cuối có trở sóng đặc tính Z_2 và độ dài điện θ_2 với mục đích phối hợp trở kháng theo điều kiện:

$$\cotg\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \cotg\theta_2 = \frac{2Z_2}{Z_0} \quad (3.15.26)$$



HÌNH 3.171

Sơ đồ hình 3.171b cho bộ quay pha với góc dịch pha là $\Delta\varphi = \theta_2 - \theta_1$.

Sơ đồ hình 3.171c cho bộ quay pha tương tự như bộ ở hình 3.171b. Slâyphơ có dẫn nạp sóng Y_{SL} với độ dài điện θ_{SL} ngắn mạch đầu cuối xuống đất được mắc song song ở giữa kênh ngắn của bộ quay pha có mục đích mở rộng dải tần công tác. Độ dẫn sóng đặc tính của Slâyphơ được tính theo điều kiện sau:

$$\bar{Y}_{SL} = 4\Delta\varphi/\pi \quad (3.15.27)$$

Nghiên cứu tỉ mỉ và tính toán chi tiết về các bộ chuyển mạch và các bộ quay pha dùng diốt PIN được trình bày trong tài liệu tham khảo [13].

3.16. CÁC BÀI TẬP

3.1. Hãy xác định ma trận tán xạ $[S]$ của mạng 4 cực hình thành từ việc ghép nối tầng hai mạng 4 cực đã biết ma trận tán xạ $[S_1]$, $[S_2]$ của chúng.

3.2. Xác định ma trận tán xạ $[S]$ của mạng 4 cực được tạo thành từ một cầu T-kép phối hợp trở kháng khi ở các nhánh 3 và 4 mắc tải có hệ số phản xạ là R_3 , R_4 .

3.3. Xác định hệ số phản xạ tại nhánh 1 là R_1 của một cầu khe phối hợp trở kháng khi ở các nhánh 2, 3, 4, được mắc tải có hệ số phản xạ tương ứng là R_2 , R_3 , R_4 .

3.4. Chứng minh rằng nếu một nhánh nào đó của mạng 6 cực không tổn hao được phối hợp (chẳng hạn nhánh 3 được phối hợp $S_{33} = 0$) thì các hệ số phản xạ riêng ở hai nhánh kia có môđun cộng lại bằng 1 (tức $|S_{11}| + |S_{22}| = 1$).

3.5. Một bộ lọc thông dải làm việc ở tần số trung tâm của dải thông với $f_0 = 3.000 \text{ MHz}$ có độ rộng dải thông $2\Delta f_{th} = 10 \text{ MHz}$ với mức suy giảm trong đó $L_{th} = 0,5 \text{ dB}$, ở giới hạn dải chặn $2\Delta f_{ch} = 98 \text{ MHz}$ có mức suy giảm $L_{ch} = 35 \text{ dB}$. Hãy xác định số khâu n của bộ lọc này ứng với đặc trưng tần số của nó theo hàm dạng phẳng cực đại và theo đa thức Trébusép.

3.6. Một đường truyền không tổn hao năng lượng có trở sóng đặc tính $Z_0 = 70\Omega$ ở cuối mắc tải $Z_t = (150 - i 70)$ ôm được phối hợp trở kháng bằng biến áp một phần tư bước sóng. Tính trở sóng đặc tính Z_{CT} của biến áp phối hợp và khoảng cách d từ tải đến chỗ mắc biến áp, biết rằng bước sóng công tác của máy phát $f = 3.000 \text{ MHz}$.

3.7. Một đường truyền không tổn hao có hệ số sóng đứng $K_n = 4$ khoảng cách từ tải đến điểm nút áp đầu tiên $d_m = 0,2 \lambda$ được phối hợp bằng một Slâyphơ ngắn mạch đầu cuối mắc song song với đường truyền. Hãy tính khoảng cách từ tải đến chỗ mắc Slâyphơ và chiều dài tương ứng của Slâyphơ. Biết rằng trở sóng đặc tính của đường truyền và của Slâyphơ bằng nhau.

3.8. Một ống dẫn sóng chữ nhật công tác với sóng cơ bản H_{10} , có kích thước $a = 6 \text{ cm}$, bước sóng công tác $\lambda = 7,5 \text{ cm}$ ở cuối mắc tải Z_t có hệ số sóng chạy $K_{ch} = 0,5$ khoảng cách từ tải đến nút áp đầu tiên $d_m = 2,6 \text{ cm}$ được phối hợp bằng tấm chắn điện cảm. Hãy xác định trở kháng tải chuẩn hóa và khoảng cách từ tải đến tấm chắn.

3.9. Một đường truyền không tổn hao có trở sóng đặc tính $Z_0 = 50\Omega$ cuối mắc tải $Z_t = (150 - i 75)\Omega$ được phối hợp bằng một phần tử kháng thuần B_k mắc song song vào đường truyền. Xác định giá trị điện nạp B_k của phần tử phối hợp và khoảng cách tương đối d/λ từ tải đến chỗ mắc phần tử phối hợp.

3.10. Một đường truyền không tổn hao ở cuối mắc tải với dẫn nạp chuẩn hoá \bar{Y}_t , người ta mắc một Slâyphơ ngắn mạch đầu cuối song song vào đường truyền, Slâyphơ có thể di chuyển dọc theo đường truyền từ tải về phía máy phát.

a) Hãy tìm quỹ tích những điểm biểu diễn dẫn nạp vào tại chỗ mắc Slâyphơ trên đồ thị vòng tròn VonpeSmit.

b) Khi chiều dài Slâyphơ thay đổi, tìm quỹ tích tâm điểm những vòng tròn biểu diễn dẫn nạp vào đó.

Phân phụ lục

Phụ lục I: HỆ TỌA ĐỘ TRỰC GIAO

Một hệ tọa độ cong trực giao trong không gian ba chiều được xác định như sau: gốc tọa độ O, các tọa độ cong q_1, q_2, q_3 . Vị trí của một điểm M trong hệ tọa độ này được xác định đơn trị bởi giao điểm của ba mặt tọa độ. Đó là các mặt $q_1 = \text{const}$, $q_2 = \text{const}$, $q_3 = \text{const}$. Giao tuyến của hai mặt tọa độ sẽ cho ta một đường tọa độ. Các tiếp tuyến với các đường tọa độ tại điểm M bất kỳ vuông góc với nhau và chúng được gọi là các trục tọa độ (hình p.1).

Trong hệ tọa độ cong trực giao, sự thay đổi tọa độ q_j đi một lượng dq_j sẽ dẫn tới thay đổi một lượng dl_j dọc theo đường tọa độ theo biểu thức:

$$dl_j = h_j dq_j \quad (j = 1, 2, 3) \quad (I.1)$$

Ở đây h_j là các hệ số Lamé của hệ tọa độ. Khoảng cách giữa hai điểm được xác định:

$$dl = \sqrt{h_1^2 dq_1^2 + h_2^2 dq_2^2 + h_3^2 dq_3^2} \quad (I.2)$$

Các vi phân diện tích:

$$ds_1 = dl_2 dl_3 = h_2 h_3 dq_2 dq_3$$

$$ds_2 = dl_1 dl_3 = h_1 h_3 dq_1 dq_3$$

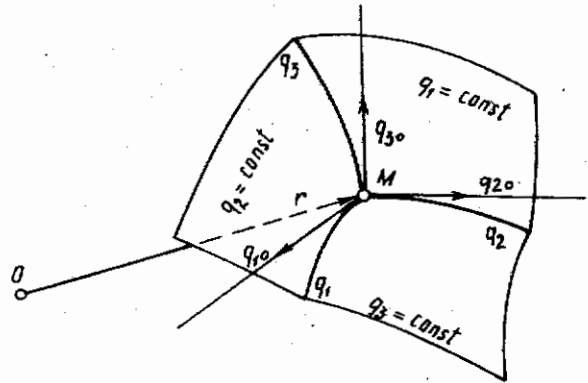
$$ds_3 = dl_1 dl_2 = h_1 h_2 dq_1 dq_2 \quad (I.3)$$

Vi phân thể tích có dạng:

$$dv = ds_1 dl_1 = ds_2 dl_2 = ds_3 dl_3 = h_1 h_2 h_3 dq_1 dq_2 dq_3 \quad (I.4)$$

Các toán tử vi phân trong hệ tọa độ cong trực giao được biểu diễn như sau:

$$\left\{ \begin{aligned} \text{grad} \varphi &= \nabla \varphi = \bar{q}_{10} \frac{1}{h_1} \frac{\partial \varphi}{\partial q_1} + \bar{q}_{20} \frac{1}{h_2} \frac{\partial \varphi}{\partial q_2} + \bar{q}_{30} \frac{1}{h_3} \frac{\partial \varphi}{\partial q_3} \\ \text{div} \vec{A} &= \nabla \vec{A} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial q_1} (A_1 h_2 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (A_2 h_1 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_3} (A_3 h_1 h_2) \right] \\ \text{rot} \vec{A} &= \left[\nabla \times \vec{A} \right] = \bar{q}_{10} \frac{1}{h_2 h_3} \left[\frac{\partial (h_3 A_3)}{\partial q_2} - \frac{\partial (h_2 A_2)}{\partial q_3} \right] \\ &\quad + \bar{q}_{20} \frac{1}{h_1 h_3} \left[\frac{\partial (h_1 A_1)}{\partial q_3} - \frac{\partial (h_3 A_3)}{\partial q_1} \right] + \bar{q}_{30} \frac{1}{h_1 h_2} \left[\frac{\partial (h_2 A_2)}{\partial q_1} - \frac{\partial (h_1 A_1)}{\partial q_2} \right] \\ \Delta \varphi &= \nabla^2 \varphi = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{h_2 h_3 \partial \varphi}{h_1 \partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{h_1 h_3 \partial \varphi}{h_2 \partial q_2} \right) + \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{h_1 h_2 \partial \varphi}{h_3 \partial q_3} \right) \right] \end{aligned} \right. \quad (I.5)$$



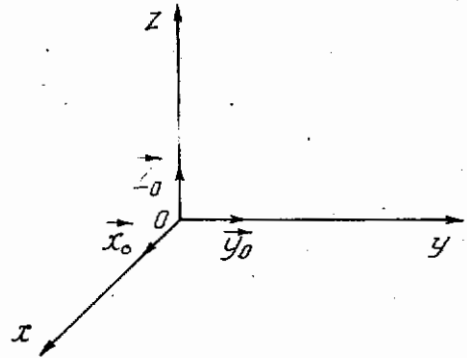
HÌNH P.1

$\bar{q}_{10}, \bar{q}_{20}, \bar{q}_{30}$ là các vectơ đơn vị của trục tọa độ.

Các hệ tọa độ cong trục giao phổ biến nhất là: hệ tọa độ đê các, hệ tọa độ trụ tròn, hệ tọa độ cầu.

a) Hệ tọa độ Đê các

Trong hệ tọa độ này các mặt tọa độ là các mặt phẳng $x = \text{const}$, $y = \text{const}$, $z = \text{const}$. Các tọa độ là $q_1 = x$, $q_2 = y$, $q_3 = z$, các vectơ đơn vị là $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$, các trục tọa độ là Ox, Oy, Oz , các hệ số Lamé $h_1 = h_x = 1$, $h_2 = h_y = 1$, $h_3 = h_z = 1$ (hình p.2).



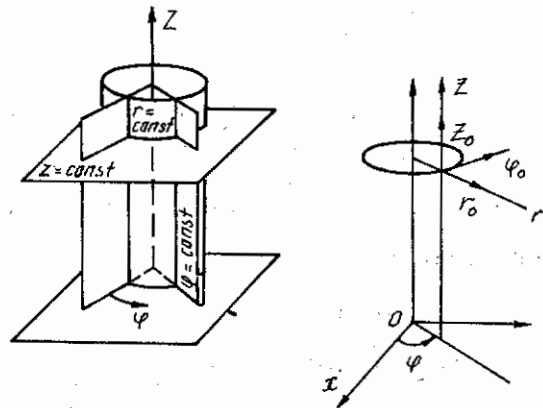
HÌNH P.2

Các biểu thức (I.2-I.5) sẽ có dạng cụ thể như sau:

$$\left\{ \begin{array}{l} dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2} \\ dS_z = dx \cdot dy, dS_y = dx \cdot dz, dS_x = dy \cdot dz \\ dV = dx \cdot dy \cdot dz \\ \text{grad} \varphi = \bar{x}_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \bar{y}_0 \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \bar{z}_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} \\ \text{div} \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \\ \text{rot} \vec{A} = \bar{x}_0 \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \bar{y}_0 \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \bar{z}_0 \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \\ \Delta \varphi = \nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (\text{I.6})$$

b) Hệ tọa độ trụ tròn

Trong hệ tọa độ các mặt tọa độ là: mặt trụ với bán kính $r = \text{const}$, nửa mặt phẳng đi qua trục z làm với mặt đo một góc $\varphi = \text{const}$, mặt phẳng $z = \text{const}$. Các tọa độ là $q_1 = r$, $q_2 = \varphi$, $q_3 = z$, các trục tọa độ là r, φ, z , các vectơ đơn vị là $\bar{x}_0, \bar{\varphi}_0, \bar{z}_0$ hướng theo các trục tọa độ trên, các hệ số Lamé là $h_1 = h_r = 1$, $h_2 = h_\varphi = r$, $h_3 = h_z = 1$ (hình p.3).



HÌNH P.3

Các hệ thức (I.1-I.5) trong hệ tọa độ trụ tròn có dạng:

$$\left\{ \begin{array}{l} dl = r \cdot d\varphi \\ dS = r \cdot dr \cdot d\varphi \\ \text{grad}\psi = \vec{r}_0 \frac{\partial\psi}{\partial r} + \vec{\varphi}_0 \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial\varphi} + \vec{z}_0 \frac{\partial\psi}{\partial z} \\ \text{div} \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial\varphi} (A_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z) \\ \text{rot} \vec{A} = \vec{r}_0 \frac{1}{r} \left(\frac{\partial A_z}{\partial\varphi} - \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial z} \right) + \vec{\varphi}_0 \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \\ \quad + \vec{z}_0 \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial\varphi} \right) \\ \Delta\psi = \nabla^2\psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial\psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (\text{I.7})$$

Phụ lục II: CÁC CÔNG THỨC VÀ ĐỊNH LÝ CỦA GIẢI TÍCH VECTO

$$\text{grad}(\varphi\psi) = \varphi \cdot \text{grad}\psi + \psi \cdot \text{grad}\varphi$$

$$\text{div}(\varphi \cdot \vec{A}) = \varphi \cdot \text{div} \vec{A} + \vec{A} \cdot \text{grad}\varphi$$

$$\text{rot}(\varphi \vec{A}) = \varphi \cdot \text{rot} \vec{A} + [\text{grad}\varphi \times \vec{A}]$$

$$\text{div}[\vec{A} \times \vec{B}] = \vec{B} \cdot \text{rot} \vec{A} - \vec{A} \cdot \text{rot} \vec{B}$$

$$\text{rot}(\text{grad}\varphi) = 0$$

(II.1)

$$\text{div}(\text{rot} \vec{A}) = 0$$

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{A}) = \text{grad}(\text{div} \vec{A}) - \Delta \vec{A}$$

- Định lý Grin-Stoc:

$$\oint_L \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.2})$$

- Định lý Oxtrogatski - Gauxo

$$\oint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} = \int_V \text{div} \vec{A} \cdot dV \quad (\text{II.3})$$

Trong (II.2) tích phân ở vế bên trái lấy theo chu vi kín L giới hạn diện tích S tùy ý, còn trong (II.3) tích phân ở vế trái lấy theo mặt kín S giới hạn thể tích V tùy ý, $d\vec{l}$ là vectơ vi phân cung trên chu vi L, $d\vec{S}$ là vectơ vi phân diện tích hướng theo pháp tuyến ngoài của mặt S:

$$d\vec{l} = \vec{l}_0 \cdot dl,$$

$$d\vec{S} = \vec{n}_0 \cdot dS$$

\vec{n}_0 là pháp tuyến với mặt S, dV là vi phân thể tích.

Phụ lục III: BIỂU DIỄN CÁC THÀNH PHẦN NGANG CỦA TRƯỜNG QUA CÁC THÀNH PHẦN DỌC CỦA CHÚNG

Trong hệ tọa độ trụ tổng quát, vì trục z là thẳng (mặt tọa độ $z = \text{const}$ là mặt phẳng), nên hằng số $h_3 = h_z = 1$. Toán tử Laplace trong hệ tọa độ này có thể viết dưới dạng sau:

$$\nabla^2 = \nabla_q^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{III.1})$$

Ở đây ∇_q^2 là toán tử Laplace chỉ tác động lên các tọa độ ngang q_1, q_2 của hệ tọa độ. Ta đặt biểu thức cho \vec{E}_m ở (1.2.5) vào phương trình sóng (1.2.3) với biểu thức (III.1) ta nhận được:

$$F(z)\nabla_q^2 \vec{E}_\perp(q_1, q_2) + \frac{\partial^2 F(z)}{\partial z^2} \vec{E}_\perp(q_1, q_2) + k^2 \vec{E}_\perp(q_1, q_2) F(z) = 0 \quad (\text{III.2})$$

Khi chia cả hai vế của (III.2) cho $F(z)$ ta được:

$$\nabla_q^2 \vec{E}_\perp(q_1, q_2) + \left(\frac{1}{F(z)} \frac{d^2 F(z)}{dz^2} + k^2 \right) \vec{E}_\perp(q_1, q_2) = 0 \quad (\text{III.3})$$

Vì biểu thức trong ngoặc ở vế trái của (III.3) chỉ phụ thuộc vào tọa độ z , còn hàm $\vec{E}_\perp(q_1, q_2)$ ở ngoài ngoặc chỉ phụ thuộc vào tọa độ ngang q_1, q_2 , nên ta có thể đặt biểu thức trong ngoặc bằng một hằng số và ký hiệu nó là χ^2 ; tức là ta có:

$$\frac{1}{F(z)} \frac{d^2 F(z)}{dz^2} + k^2 = \chi^2$$

suy ra:

$$\frac{d^2 F(z)}{dz^2} - \gamma^2 F(z) = 0 \quad (\text{III.4})$$

$$\gamma^2 = \chi^2 - k^2 \quad (\text{III.5})$$

Phương trình (III.4) cho nghiệm dạng:

$$F(z) = e^{\pm \gamma z} \quad (\text{III.6})$$

Ta cũng tiến hành hoàn toàn tương tự đối với vectơ cường độ từ trường \vec{H}_m và cũng nhận được hàm phân bố $F(z)$ của nó có dạng giống như biểu thức (III.6). Để đơn giản ta chỉ chọn sự phụ thuộc của các cường độ trường \vec{E}_m, \vec{H}_m vào tọa độ z với hàm $F(z)$ dạng như sau:

$$F(z) = e^{-\gamma z} \quad (\text{III.7})$$

ứng với dạng sóng truyền lan theo chiều dương của trục z . Do đó trong các toán tử vi phân các đạo hàm riêng của trường theo tọa độ z được thay bằng phép nhân trường với hằng số truyền $-\gamma$. Các phương trình Măcxoen sẽ có dạng:

$$\text{rot } \vec{H} = i\omega \epsilon \vec{E}$$

$$\text{rot } \vec{E} = -i\omega \mu \vec{H}$$

Từ biểu thức của rot trong hệ tọa độ cong trục giao (I.5) ta nhận được các biểu thức sau:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{1}{i\omega\epsilon} \left(\text{rot } \vec{H} \right)_1 = \frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{1}{h_2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial q_2} + \gamma h_2 H_2 \right) \\ E_2 &= \frac{1}{i\omega\epsilon} \left(\text{rot } \vec{H} \right)_2 = \frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{1}{h_1} \left(-h_1 H_1 \gamma - \frac{\partial H_z}{\partial q_1} \right) \\ H_1 &= -\frac{1}{i\omega\mu} \left(\text{rot } \vec{E} \right)_1 = -\frac{1}{i\omega\mu} \frac{1}{h_2} \left(\frac{\partial E_z}{\partial q_1} + \gamma h_2 E_2 \right) \\ H_2 &= -\frac{1}{i\omega\mu} \left(\text{rot } \vec{E} \right)_2 = \frac{1}{i\omega\mu} \left(h_1 \gamma E_1 + \frac{\partial E_z}{\partial q_1} \right) \end{aligned}$$

Ta biến đổi sẽ được biểu thức biểu diễn các thành phần ngang của trường qua các thành phần dọc E_z , H_z của chúng như sau:

$$\begin{cases} E_1 = -\frac{\gamma}{\chi^2 h_1} \frac{\partial E_z}{\partial q_1} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2 h_2} \frac{\partial H_z}{\partial q_2} \\ E_2 = -\frac{\gamma}{\chi^2 h_2} \frac{\partial E_z}{\partial q_2} + \frac{i\omega\mu}{\chi^2 h_1} \frac{\partial H_z}{\partial q_1} \\ H_1 = -\frac{\gamma}{\chi^2 h_1} \frac{\partial H_z}{\partial q_1} + \frac{i\omega\epsilon}{\chi^2 h_2} \frac{\partial E_z}{\partial q_2} \\ H_2 = \frac{\gamma}{\chi^2 h_2} \frac{\partial H_z}{\partial q_2} - \frac{i\omega\epsilon}{\chi^2 h_1} \frac{\partial E_z}{\partial q_1} \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

ở đây $\chi^2 = \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu$

Các biểu thức (III.8) có thể viết dưới dạng của đại số vectơ như sau:

$$\begin{cases} \vec{E}_q = \frac{1}{\chi^2} \left(-\gamma \nabla_q E_z + i\omega\mu [\vec{z}_0 \times \nabla_q H_z] \right) \\ \vec{H}_q = \frac{1}{\chi^2} \left(-\gamma \nabla_q H_z - i\omega\epsilon [\vec{z}_0 \times \nabla_q E_z] \right) \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

\vec{E}_q , \vec{H}_q là các vectơ điện trường ngang và từ trường ngang, chúng gồm các thành phần E_1 , E_2 , H_1 , H_2 , vuông góc với trục z .

Phụ lục IV: HÀM TRỤ

Khi giải các phương trình sóng trong hệ tọa độ trụ tròn ta thường gặp phương trình vi phân dạng sau:

$$\frac{d^2 R(x)}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dR(x)}{dx} + \left(1 - \frac{n^2}{x^2} \right) R(x) = 0 \quad (\text{IV.1})$$

n là số nguyên và số 0, $R(x)$ là hàm của x . Phương trình (IV.1) gọi là phương trình Bessel cấp n . Nghiệm của nó được tìm dưới dạng sau:

$$R(x) = A J_n(x) + B N_n(x) \quad (\text{IV.2})$$

hay:
$$R(x) = C H_n^{(1)}(x) + D H_n^{(2)}(x) \quad (\text{IV.3})$$

$J_n(x)$ là hàm Bessel cấp n , $N_n(x)$ là hàm Nôiman cấp n , $H_n^{(1)}(x)$, $H_n^{(2)}(x)$ là hàm Hanken cấp n loại 1 và loại 2.

Hàm Bessel cấp n có thể biểu diễn dưới dạng chuỗi sau:

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{\Gamma(k+1) \cdot \Gamma(n+k+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2k} \quad (\text{IV.4})$$

Với: $\Gamma(k+1) = k!$, $\Gamma(n+k+1) = (n+k)!$ là các hàm $\Gamma(n)$. (IV.5)

Hàm $J_n(x)$ cũng có thể biểu diễn qua dạng tích phân như sau:

$$J_n(x) = \frac{i^{-n}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(x \cos \theta + n\theta)} d\theta \quad (\text{IV.6})$$

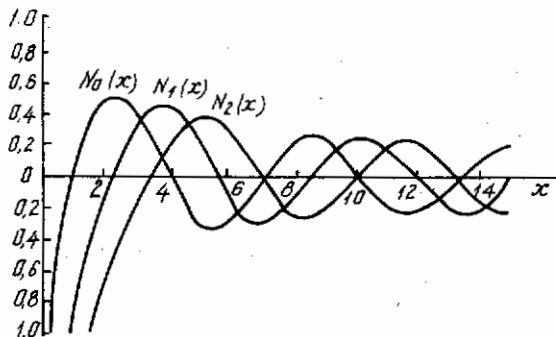
Các hàm $N_n(x)$, $H_n^{(1)}(x)$ và $H_n^{(2)}(x)$ được biểu diễn qua hàm Bessel như sau:

$$N_n(x) = \frac{J_n(x) \cos n\pi - J_{-n}(x)}{\sin n\pi}$$

$$H_n^{(1)}(x) = J_n(x) + iN_n(x) = \frac{i}{\sin n\pi} [e^{-in\pi} J_n(x) - J_{-n}(x)] \quad (\text{IV.7})$$

$$H_n^{(2)}(x) = J_n(x) - iN_n(x) = \frac{-i}{\sin n\pi} [e^{in\pi} J_n(x) - J_{-n}(x)]$$

Đồ thị của các hàm Bessel đã cho ở hình 1.15. Trên hình P.4 vẽ đồ thị của một số hàm Nôiman cấp 0, 1, 2. Các hàm Nôiman cấp n có đặc tính là tiến tới $-\infty$ tại $x = 0$ với mọi n . Còn hàm $J_n(0) = 0$ với các n khác 0, $J_0(0) = 1$, và ta có biểu thức $J_n(x) = -J_{-n}(x)$.



HÌNH P.4

Trong trường hợp biến số x là ảo thì ta có các hàm Bessel biến tướng cấp n loại 1 và loại 2 như sau:

$$I_n(x) = i^{-n} J_n(ix) \quad (IV.8)$$

$$K_n(x) = i^{n+1} H_n^{(1)}(ix) \frac{\pi}{2}$$

$I_n(x)$ gọi là hàm Bessel biến tướng cấp n loại 1, $K_n(x)$ là hàm Bessel biến tướng cấp n loại 2 hay là hàm Macdonald. Các hàm $I_n(x)$ và $K_n(x)$ là nghiệm của phương trình vi phân sau:

$$\frac{d^2 R(x)}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dR(x)}{dx} - \left(1 + \frac{n^2}{x^2}\right) R(x) = 0 \quad (IV.9)$$

và hàm $R(x)$ nhận dạng sau:

$$R(x) = P I_n(x) + Q K_n(x) \quad (IV.10)$$

Trong các biểu thức (IV.2), (IV.3) và (IV.10) A, B, C, D, P, Q là các hằng số, chúng được chọn dựa vào điều kiện bờ cụ thể của bài toán.

Khi x rất lớn ($x \gg 1$) ta có dạng tiệm cận của các hàm $J_n(x), N_n(x), H_n^{(1)}(x), H_n^{(2)}(x), I_n(x), K_n(x)$ như sau:

$$\begin{aligned} J_n(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos \left[x - \frac{\pi}{2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right] \\ N_n(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin \left[x - \frac{\pi}{2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right] \\ H_n^{(1)}(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{i \left[x - \frac{\pi}{2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right]} \\ H_n^{(2)}(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{-i \left[x - \frac{\pi}{2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right]} \\ I_n(x) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^x \\ K_n(x) &\approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x} \end{aligned} \quad (IV.11)$$

Khi x rất nhỏ ($x \ll 1$) dạng tiệm cận của các hàm $I_n(x)$ và $K_n(x)$ là:

$$\begin{aligned} I_n(x) &\approx \frac{1}{n!} \left(\frac{x}{2} \right)^n \\ K_n(x) &\approx \frac{(n-1)!}{2} \left(\frac{2}{x} \right)^n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (IV.12)$$

$$K_0(x) \approx \text{Ln}\left(\frac{2}{\gamma x}\right), \quad \gamma = 1,7811$$

Các hàm $J_n(x)$, $N_n(x)$, $H_n^{(1)}(x)$, $H_n^{(2)}(x)$, $I_n(x)$ và $K_n(x)$ gọi chung là các hàm trụ. Các hàm trụ $J_n(x)$, $N_n(x)$, $H_n^{(1)}(x)$, $H_n^{(2)}(x)$ có chung dạng công thức truy hồi sau:

$$Z_n'(x) = -\frac{n}{x} Z_n(x) + Z_{n-1}(x) = \frac{n}{x} Z_n(x) + Z_{n+1}(x) \quad (\text{IV.13})$$

$$Z_n(x) = \frac{x}{2n} [Z_{n-1}(x) + Z_{n+1}(x)],$$

Ở đây $Z_n(x)$ đại diện cho một trong các hàm $J_n(x)$, $N_n(x)$, $H_n^{(1)}(x)$, $H_n^{(2)}(x)$, Với các hàm $I_n(x)$, $K_n(x)$ công thức truy hồi sẽ có dạng là:

$$I_{n-1}(x) - I_{n+1}(x) = \frac{2n}{x} I_n(x),$$

$$2I_n'(x) = I_{n-1}(x) + I_{n+1}(x) \quad (\text{IV.14})$$

$$K_{n-1}(x) - K_{n+1}(x) = -\frac{2n}{x} K_n(x),$$

$$-2K_n'(x) = K_{n-1}(x) + K_{n+1}(x)$$

Đặc biệt ta có: $J'_0 = -J_1$, $I'_0 = -I_1$, $K'_0 = -K_1$.

Phụ lục V: ĐA THỨC TRÊBUSEP

Đa thức Trêbusep cấp n loại một $T_n(x)$ và loại hai $U_n(x)$ là các nghiệm độc lập tuyến tính của phương trình:

$$(1-x^2) \frac{d^2 F(x)}{dx^2} - x \frac{dF(x)}{dx} + n^2 F(x) = 0 \quad (\text{V.1})$$

n là số nguyên. Biểu thức tổng quát của đa thức Trêbusep có dạng sau:

$$T_n(x) = (-1)^n 2^n \frac{n!}{(2n)!} \sqrt{1-x^2} \frac{d^n}{dx^n} (1-x^2)^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{V.2})$$

$$U_n(x) = (-1)^{n-1} 2^n n \frac{n!}{(2n)!} \frac{d^n}{dx^n} (1-x^2)^{n-\frac{1}{2}}$$

Các đa thức Trêbusep có hệ thức truy hồi sau:

$$T_{n+1}(x) - 2x T_n(x) + T_{n-1}(x) = 0 \quad (\text{V.3})$$

$$U_{n+1}(x) - 2x U_n(x) + U_{n-1}(x) = 0$$

Dưới đây cho một số dạng của các đa thức Trêbusep với $n = 0, 1, 2, 3, 4$ và 5 .

$$T_0(x) = 1$$

$$U_0(x) = 0$$

$$T_1(x) = x$$

$$U_1(x) = \sqrt{1-x^2}$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1$$

$$U_2(x) = 2x\sqrt{1-x^2}$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x$$

$$U_3(x) = (4x^2 - 1)\sqrt{1-x^2}$$

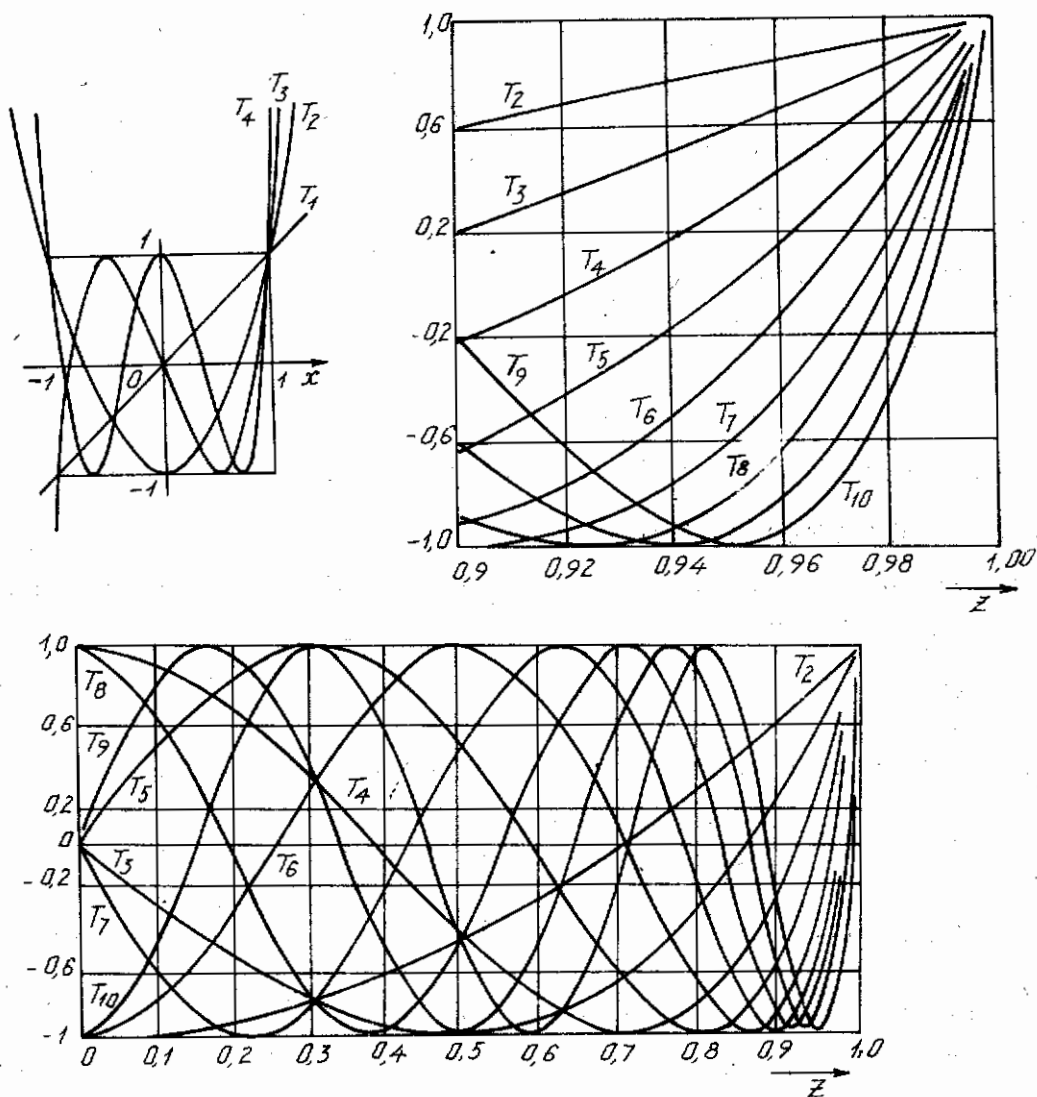
$$T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1$$

$$U_4(x) = (8x^3 - 4x)\sqrt{1-x^2}$$

$$T_5(x) = 16x^5 - 20x^3 + 5x$$

$$U_5(x) = (16x^4 - 12x^2 + 1)\sqrt{1-x^2}$$

Trên hình P.5 dẫn ra đồ thị của một số đa thức Trêbusep $T_n(x)$ có cấp n nhỏ.



HÌNH P.5

Các đa thức Trêbusep trực giao trong đoạn $[-1, 1]$ theo công thức sau:

$$\int_{-1}^1 \frac{T_m(x)T_n(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx = \begin{cases} 0 & \text{nếu } m \neq n \\ \frac{\pi}{2} & \text{nếu } m = n \neq 0 \\ \pi & \text{nếu } m = n = 0 \end{cases} \quad (V.4)$$

Ta có đẳng thức quan trọng sau:

$$T_n(\cos\theta) = \cos(n\theta) \quad (V.5)$$

Phụ lục VI: MỘT SỐ VẤN ĐỀ VỀ MA TRẬN

Ta hiểu một ma trận vuông cấp n là một bảng gồm n hàng và n cột các phần tử. Một ma trận $[A]$ được biểu diễn dưới dạng sau:

$$[A] = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{bmatrix} \quad (VI.1)$$

Ma trận chuyển vị của ma trận $[A]$ được kí hiệu là $[A]^T$ là ma trận chuyển các phần tử từ hàng sang cột trong ma trận $[A]$, ta có:

$$[A]^T = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{21} & \dots & a_{n1} \\ a_{12} & a_{22} & \dots & a_{n2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{1n} & a_{2n} & \dots & a_{nn} \end{bmatrix} \quad (VI.2)$$

Ma trận $[A]$ gọi là ma trận đối xứng khi nó bằng ma trận chuyển vị $[A]^T$, tức là:

$$[A] = [A]^T \text{ hay } a_{pq} = a_{qp} \text{ với } p, q = 1, 2, 3, \dots, n \quad (VI.3)$$

Ma trận liên hợp phức của ma trận $[A]$ kí hiệu là $[A]^*$ là ma trận mà tất cả các phần tử của nó là các phần tử trong ma trận $[A]$ lấy liên hợp phức. Cụ thể là:

$$[A]^* = \begin{bmatrix} a_{11}^* & a_{12}^* & \dots & a_{1n}^* \\ a_{21}^* & a_{22}^* & \dots & a_{n2}^* \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1}^* & a_{n2}^* & \dots & a_{nn}^* \end{bmatrix} \quad (VI.4)$$

Ma trận liên hợp Hecmitic của ma trận $[A]$ kí hiệu là $[A]^H$ có dạng sau:

$$[A]^H = ([A]^*)^T = ([A]^T)^* \quad (VI.5)$$

Ma trận đơn vị kí hiệu là $[I]$ hoặc $[E]$ là ma trận vuông cấp n trong đó các phần tử nằm trên đường chéo chính bằng đơn vị, còn các phần tử khác là những số không. Cụ thể là:

$$[I] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix} \quad (VI.6)$$

Ma trận nghịch đảo của ma trận $[A]$ kí hiệu là $[A]^{-1}$ là ma trận mà tích của nó với ma trận $[A]$ bằng ma trận đơn vị. Tức là:

$$[A] \cdot [A]^{-1} = [A]^{-1} \cdot [A] = [I] \quad (VI.7)$$

Ma trận nghịch đảo $[A]^{-1}$ được tính theo công thức:

$$[A]^{-1} = \frac{1}{\det A} \begin{bmatrix} A_{11} & A_{21} & \dots & A_{n1} \\ A_{12} & A_{22} & \dots & A_{n2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{1n} & A_{2n} & \dots & A_{nn} \end{bmatrix} \quad (\text{VI.8})$$

Ở đây $\det A$ là định thức của ma trận $[A]$, A_{pq} là phần phụ đại số của phần tử a_{pq} tương ứng trong ma trận $[A]$.

Ma trận $[A]$ gọi là Unita nếu thỏa mãn hệ thức sau:

$$[A] \cdot [A]^H = [A]^H \cdot [A] = [I] \quad (\text{VI.9})$$

Ma trận $[C]$ được gọi là tổng của hai ma trận vuông cấp n $[A]$ và $[B]$ cũng là một ma trận vuông cấp n có dạng sau:

$$[C] = [A] + [B], \quad c_{pq} = a_{pq} + b_{pq} \quad (\text{VI.10})$$

Phép nhân một số λ với ma trận $[A]$ được thực hiện bằng cách nhân số ấy với tất cả các phần tử trong ma trận $[A]$ như sau:

$$\lambda[A] = \begin{bmatrix} \lambda a_{11} & \lambda a_{12} & \dots & \lambda a_{1n} \\ \lambda a_{12} & \lambda a_{22} & \dots & \lambda a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \lambda a_{n1} & \lambda a_{n2} & \dots & \lambda a_{nn} \end{bmatrix} \quad (\text{VI.11})$$

Ma trận $[C]$ gọi là tích của hai ma trận vuông cấp n $[A]$, $[B]$ cũng là một ma trận vuông cấp n mà các phần tử của nó tuân theo quy tắc nhân các phần tử từng hàng của ma trận $[A]$ lần lượt với các phần tử tương ứng của cột trong ma trận $[B]$:

$$[C] = [A] \cdot [B], \quad c_{pq} = \sum_{k=1}^n a_{pk} \cdot b_{kq} \quad (\text{VI.12})$$

Chú ý: Phép nhân hai ma trận nói chung không có tính giao hoán.

Phụ lục VII: MỐI QUAN HỆ GIỮA BIÊN ĐỘ SÓNG CHUẨN HÓA VÀ HÀM RIÊNG CỦA BIÊN ĐỘ CƯỜNG ĐỘ ĐIỆN TỪ TRƯỜNG NGANG

Từ các kết quả của chương 1, ta biết rằng các biên độ phức cường độ điện từ trường ngang của sóng tới trong đường truyền được biểu diễn qua các hàm riêng như sau:

$$E_q^t(q_1, q_2) = E_o^t \cdot \varphi(q_1, q_2) \quad (\text{VII.1})$$

$$H_q^t(q_1, q_2) = H_o^t \cdot \varphi(q_1, q_2) = \frac{E_o^t}{Z_{\perp}} \varphi(q_1, q_2)$$

E_o^t , H_o^t là các hằng số, $\varphi(q_1, q_2)$ là hàm riêng của cường độ điện từ trường chỉ sự phụ thuộc của biên độ cường độ điện từ trường ngang vào các tọa độ ngang q_1 , q_2 trong đường truyền tại tiết diện S nào đó, Z_{\perp} là trở sóng ngang của đường truyền. Đối với sóng phản xạ ta cũng có biểu thức tương tự:

$$E_q^{px}(q_1, q_2) = E_o^{px} \cdot \varphi(q_1, q_2) = R \cdot E_q^t$$

$$H_q^{px}(q_1, q_2) = H_o^{px} \cdot \varphi(q_1, q_2) = -\frac{R \cdot E_q^t}{Z_{\perp}} = -\frac{R \cdot E_o^t}{Z_{\perp}} \varphi(q_1, q_2) \quad (\text{VII.2})$$

Ở đây $R = \frac{E_q^{px}}{E_q^t}$ là hệ số phản xạ điện áp.

Công suất của một dạng sóng bất kỳ truyền qua tiết diện S_{\perp} của đường truyền được tính theo công thức (1.2.32) và (3.1.8) là:

$$P_t = \frac{1}{2} \int_{S_{\perp}} E_q^t \cdot H_q^{t*} \cdot dS = \frac{1}{2Z_{\perp}} |E_o^t|^2 \int_{S_{\perp}} |\varphi(q_1, q_2)|^2 dS = \frac{1}{2} |a|^2$$

Từ đó ta rút ra được:

$$\frac{E_o^t}{a} = \frac{\sqrt{Z_{\perp}}}{\sqrt{\int_{S_{\perp}} |\varphi(q_1, q_2)|^2 dS}} \quad (\text{VII.3})$$

suy ra:

$$e_{ch} = \frac{E_o^t}{a} \varphi(q_1, q_2) \quad (\text{VII.4})$$

$$h_{ch} = \frac{E_o^t}{aZ_{\perp}} \varphi(q_1, q_2)$$

Từ (VII.3) ta có biểu thức liên hệ giữa sóng chuẩn hóa và các hàm riêng của biên độ cường độ điện từ trường ngang như sau:

$$e_{ch} = \frac{\sqrt{Z_{\perp}} \varphi(q_1, q_2)}{\sqrt{\int_{S_{\perp}} |\varphi(q_1, q_2)|^2 dS}}, \quad h_{ch} = \frac{\varphi(q_1, q_2)}{\sqrt{Z_{\perp}} \sqrt{\int_{S_{\perp}} |\varphi(q_1, q_2)|^2 dS}} \quad (\text{VII.5})$$

Rõ ràng rằng các sóng chuẩn hóa e_{ch} , h_{ch} biểu diễn bởi (VII.5) thỏa mãn điều kiện chuẩn hóa đã đặt ra là:

$$\int_{S_{\perp}} e_{ch} \cdot h_{ch}^* dS = 1. \quad (\text{VII.6})$$

BẢNG CÁC KÍ HIỆU SỬ DỤNG

1. CHỮ CÁI LA TINH

[A], [a], a	ma trận sóng tới, sóng tới
[B], [b], b	ma trận sóng phản xạ, sóng phản xạ,
C, c	điện dung, hệ số ghép, vận tốc ánh sáng trong chân không,
D, d	hệ số định hướng, đường kính dây dẫn, khoảng cách giữa các dây dẫn,
$\vec{E}_m, \vec{H}_L, \vec{E}_q, E_c, E_z$	véc tơ cường độ điện trường tổng quát và ngang, các thành phần của vectơ cường độ điện trường.
F(x), f	hàm số, tần số dao động,
G, \bar{g}	điện dẫn thuần, điện dẫn chuẩn hóa,
$\vec{H}_m, \vec{H}_L, \vec{H}_q, H_r, H_z$	véc tơ cường độ từ trường tổng quát và ngang, các thành phần của vectơ cường độ từ trường,
$H_n^{(1)}(x), H_n^{(2)}(x)$	các hàm trụ han-ken,
[I], I, $I_n(x), i$	ma trận đơn vị, dòng điện, hàm số, đơn vị số ảo,
J, $J_n(x), j$	mật độ dòng điện, hàm số, chỉ số,
$K_d, K_{ch}, K_n(x), k$	hệ số sóng đứng, hệ số sóng chạy, hàm số, số sóng trong không gian tự do,
L, l	điện cảm, độ tiêu hao, chiều dài,
m	chỉ số
$N_n(x), n, n_j, \bar{n}_0$	hàm số, chỉ số, chiết suất môi trường, vectơ đơn vị pháp tuyến,
P, p	công suất trường sóng, chỉ số,
Q, q	độ phẩm chất mạch cộng hưởng, chỉ số,
R, R(x), r, \bar{r}	điện trở thuần, hàm số, biến số, trở thuần chuẩn hóa,
$S_L, [S], s_{pq}$	tiết diện đường truyền, diện tích, ma trận tán xạ, yếu tố ma trận tán xạ,
T, [T], T_{ng}, T_d	chu kì dao động, ma trận truyền, hệ số khúc xạ,
$T_n(x), t$	đa thức Trêbusep, biến số thời gian,
$\bar{U}, U_n(x), u$	hiệu điện thế, đa thức Trêbusep loại hai, biến số,
\bar{V}, v, v_{ph}, v	điện áp chuẩn hóa, vận tốc sóng các loại,
X(x), $[\bar{x}], \bar{x}, x, \bar{x}_0$	hàm số, ma trận trở kháng, điện kháng chuẩn hóa, biến số, vectơ đơn vị trục x.

$Y(y), [\bar{y}], \bar{y}, y, \bar{y}_0$

$Z_{\perp}, Z_c, Z_{ct}, z, \bar{z}_0$

W, W_E, W_M, w

2. CHỮ CÁI HY LẠP

$\alpha, \alpha_{kl}, \alpha_{dm}$

β

γ

χ

$\lambda, \lambda_0, \lambda_t, \lambda_{th}$

$\sigma, \sigma_{kl}, \sigma_{dm}$

θ

$\epsilon, \epsilon_0, \epsilon', \epsilon_{min}$

$\mu, \mu_0, \mu', \mu_{min}$

Ω, ω

η

τ, τ_0

δ, δ_0

$\Delta, \nabla^2, \nabla^2_q$

ρ

π

$\Phi(\varphi), \varphi, \varphi, \varphi_t$

$\Psi(\varphi), \psi$

hàm số, ma trận dẫn nạp, dẫn nạp chuẩn hóa, biến số, vec tơ đơn vị trục y .

trở kháng sóng các loại, biến số, vectơ đơn vị trục z , năng lượng trường điện từ, mật độ năng lượng.

hệ số tiêu hao của môi trường,

hệ số pha,

hệ số truyền sóng dọc trục z ,

số sóng ngang,

các loại bước sóng trong các môi trường truyền dẫn,

độ dẫn điện riêng của các môi trường.

độ dài điện của đường truyền,

độ điện thẩm (hằng số điện môi) các loại của môi trường, nghiệm của hàm Bessel,

độ từ thẩm (hằng số từ môi) các loại của môi trường, nghiệm của đạo hàm bậc nhất hàm Bessel,

đơn vị điện trở (ôm), tần số vòng,

hiệu suất mạch,

hằng số thời gian, vectơ đơn vị tiếp tuyến,

độ thấm sâu của trường, góc tiêu hao điện,

toán tử Laplace, độ chênh chiết suất tương đối của hai môi trường.

hằng số

số pi bằng 3,1416...

hàm số, góc pha, tọa độ cực, góc tới của sóng,

hàm số, góc pha, góc khúc xạ.

3. CÁC KÍ HIỆU VIẾT TẮT

Σ

\int, \oint

$\frac{\partial}{\partial x}$

TEM

TM,E

TE,H

dấu lấy tổng,

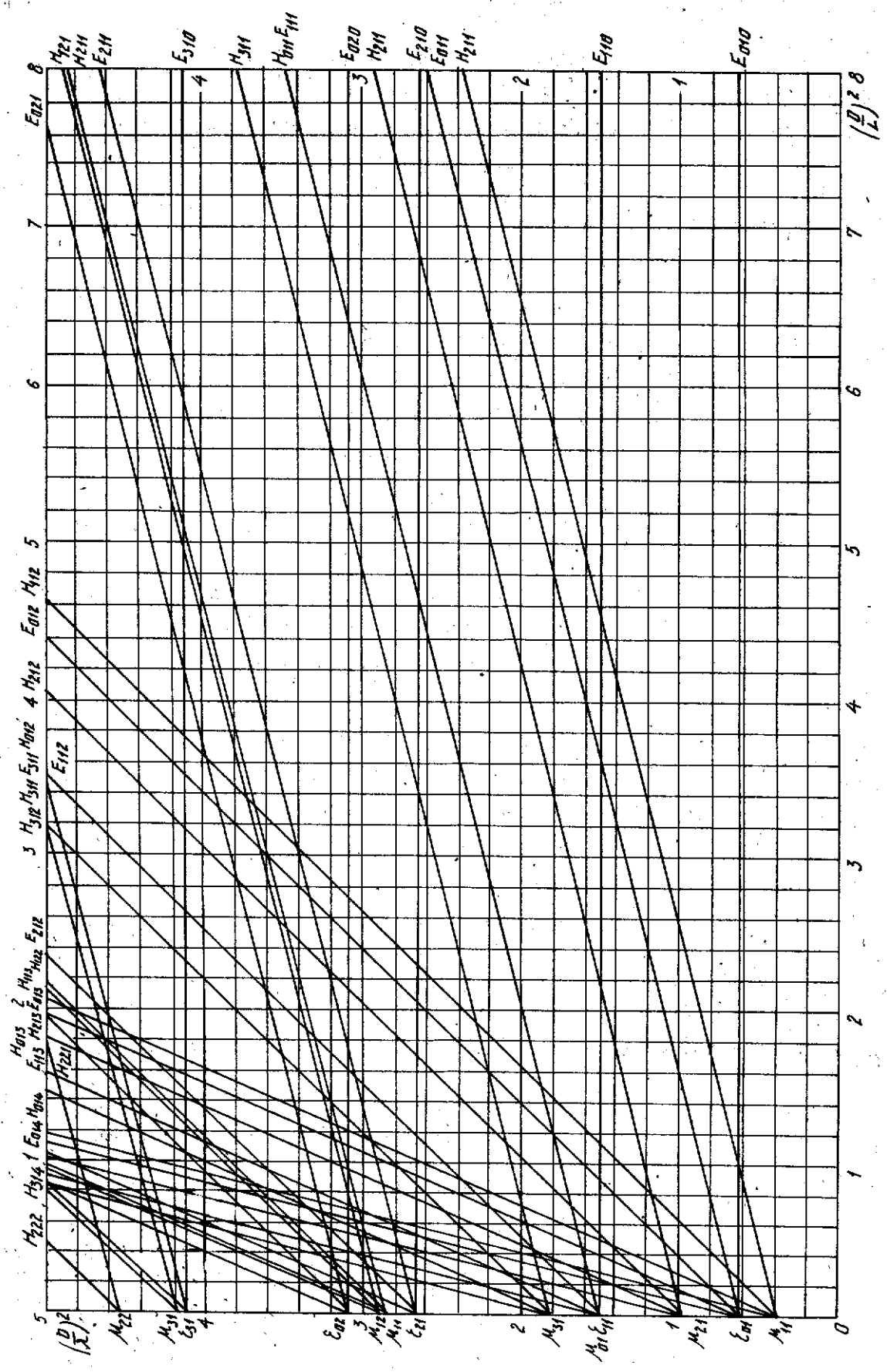
dấu tích phân và tích phân theo giới hạn kín,

dấu đạo hàm riêng phần,

trường điện từ ngang,

trường từ ngang hay điện dọc,

trường điện ngang hay từ dọc



Тоан đồ các dạng dao động riêng trong hộp cộng hưởng trụ tròn

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Cơ sở kỹ thuật siêu cao tần. Đinh Văn Niệm, Kiều Khắc Lâu. NXB Học viện Kỹ thuật Quân sự. 1989.
2. Cơ sở kỹ thuật siêu cao tần tập 1. Nguyễn Văn Ngo. NXB Đại học và Trung học chuyên nghiệp. Hà Nội 1979.
3. Kỹ thuật sóng centimet. Gude G.Savangxo P. NXB Khoa học và Kỹ thuật. Hà Nội 1974.
4. Техника и приборы СВЧ Т.1. Дебедев И.В., М. Высшая школа Изд. 1970.
5. Устройства СВЧ. Альтман Дж.л. М. МИР изд. 1968.
6. Устройства СВЧ. Сазонов Д.М. М. Высшая школа изд. 1981.
7. Полосковые линии и устройства сверхвысоких частот. Харьков. Вища школа 1974.
8. Справочник по элементам волноводной техники фельдштейн А.Л. Явич Л.Р. М. госэнергоизд 1967.
9. Теория и применение феритов на сверхвысоких частотах. Микаэлян А.П. М. Госэнергоизд 1963.
10. Microwave fillters, impedance-matching networks and coupling structures. Mathaei G. Young L. Jones E. Mc Graw-Hill Book company. New York, 1964.
11. Синтез четырёхполюсников и восьмиполюсников на СВЧ. Фельдштейн А.Л. Явич Л.Р. М. Связь изд. 1971.
12. Техника сверхвысоких частот. Юзвинский В.И. Ленинград 1967.
13. СВЧ фазовращатели и переключатели Хижа Г.С., Б. радио и связь изд. 1984.
14. Fiber optic communication systems Govin P. Agrawal. John Wiley and Sons. New York 1992.
15. Теория эдектромагнитного поля Никольский В.В. М. Высшая школа изд. 1961.
16. Радиоволноводы и объёмные резонаторы Ширман Я.Д. М. Связь изд. 1959.
17. Основы радиоэлектроники Кугушев А.М., Голубева Н.С., М. Энергия изд. 1969.
18. An introduction to optical waveguides Adam M.J. John Wiley and Sons. New York 1981.
19. Inhomogeneous optical waveguides. Sodha M.S., Ghatak A.K., Plenum Press New York 1977.

MỤC LỤC

Trang

<i>Lời nói đầu</i>	3
Mở đầu	5
Chương 1. ĐƯỜNG TRUYỀN NĂNG LƯỢNG SIÊU CAO TẦN	
§ 1.1. Khái niệm chung về đường truyền năng lượng siêu cao tần và phân loại	7
§ 1.2. Bài toán tìm trường điện từ đối với đường truyền đồng nhất	8
§ 1.3. Trường điện từ trong ống dẫn sóng chữ nhật	17
§ 1.4. Trường cơ bản TE_{10} (H_{10}) trong ống dẫn sóng chữ nhật	22
§ 1.5. Trường điện từ trong ống dẫn sóng tròn	27
§ 1.6. Trường điện từ trong ống dẫn sóng và cáp đồng trục	36
§ 1.7. Đường dây song hành	42
§ 1.8. Ống dẫn sóng tiết diện ngang dạng H và H	43
§ 1.9. Mạch dải siêu cao tần	44
§ 1.10. Ống dẫn sóng điện môi	46
§ 1.11. Đường truyền sóng điện từ chậm	56
§ 1.12. Các bài tập	63
Chương 2. HỘP CỘNG HƯỞNG	
§ 2.1. Đặt vấn đề	65
§ 2.2. Hộp cộng hưởng chữ nhật	66
§ 2.3. Hộp cộng hưởng trụ tròn	71
§ 2.4. Hộp cộng hưởng đồng trục và xuyên tâm	77
§ 2.5. Hộp cộng hưởng đồng trục có khe	79
§ 2.6. Hộp cộng hưởng hình xuyên	81
§ 2.7. Hộp cộng hưởng manhetron	84
§ 2.8. Độ phẩm chất của hộp cộng hưởng	85
§ 2.9. Điều chỉnh tần số cộng hưởng của hộp cộng hưởng	92
§ 2.10. Kích thích và ghép năng lượng trong ống dẫn sóng và hộp cộng hưởng	95
§ 2.11. Các bài tập	98
Chương 3. MẠNG NHIỀU CỰC SIÊU CAO TẦN	
§ 3.1. Mạng nhiều cực siêu cao	99
§ 3.2. Ma trận sóng của mạng nhiều cực siêu cao	103
§ 3.3. Mạng 2 cực	110
§ 3.4. Mạng 4 cực	115
§ 3.5. Một số ví dụ về mạng 4 cực đơn giản	127

§ 3.6. Các loại chuyển tiếp	130
§ 3.7. Các bộ suy giảm	136
§ 3.8. Các bộ quay pha	138
§ 3.9. Mạng 6 cực	139
§ 3.10. Các bộ ghép định hướng	148
§ 3.11. Các bộ cầu siêu cao	157
§ 3.12. Các phần tử siêu cao tần có ferít	165
§ 3.13. Phối hợp trở kháng ở siêu cao tần	173
§ 3.14. Bộ lọc siêu cao tần	192
§ 3.15. Các phần tử siêu cao dùng diốt PIN	218
§ 3.16. Các bài tập	228

PHẦN PHỤ LỤC

Phụ lục I. Hệ tọa độ trực giao	230
Phụ lục II. Các công thức và định lý của giải tích vectơ	232
Phụ lục III. Biểu diễn các thành phần ngang của trường qua các thành phần dọc của chúng	233
Phụ lục IV. Hàm trụ	234
Phụ lục V. Đa thức Trêbusep	237
Phụ lục VI. Một số vấn đề về ma trận	239
Phụ lục VII. Mối quan hệ giữa biên độ sóng chuẩn hóa và hàm riêng của biên độ cường độ điện từ trường ngang	240
<i>Bảng các ký hiệu sử dụng</i>	242
<i>Tài liệu tham khảo</i>	245
<i>Mục lục</i>	246

Chịu trách nhiệm xuất bản :
Giám đốc PHẠM VĂN AN
Tổng biên tập NGUYỄN NHƯ Ý

Biên tập nội dung :
THANH BÌNH

Sửa bản in :
BÌNH MINH

Trình bày bìa :
THÚY HẠNH

Sắp chữ :
PHÒNG CHẾ BẢN (NXB GIÁO DỤC)

CƠ SỞ KỸ THUẬT SIÊU CAO TẦN

In 2.500 cuốn, khổ 19 x 27 tại Xí nghiệp in Ba Đình Thanh Hóa. Số in 271.
Giấy phép XB số: 233/443-98 do Cục Xuất bản cấp ngày 7 tháng 4 năm 1998.
In xong và nộp lưu chiểu tháng 7 năm 1998.

