



# 電子サイクロトロン加熱における大電力ミリ波の偏波制御

三枝 幹雄  
(茨城大学工学部)

Polarization Control of High-Power Millimeter Wave for Electron Cyclotron Heating

SAIGUSA Mikio

*Faculty of Engineering, Ibaraki University, 4-12-1, Nakanarusawa, Hitachi-shi, Ibaraki, 316-8511, Japan*

(Received 27 May 2003)

## Abstract

Electron Cyclotron Heating (ECH) and Electron Cyclotron Current Drive (ECCD) are attractive options for improving the performance of fusion reactor plasmas. Oblique launch of the electromagnetic wave to magnetized plasma demands specified elliptical polarization for high mode purity of ordinary or extraordinary waves. Polarizers for high power millimeter waves have been developed using corrugated all-metal mirrors. Structure analysis of polarizers will be important for high power, high frequency, and long pulse ECCD system in the next generation of fusion devices.

## Keywords:

ECH, ECCD, polarizer, oblique launch, elliptical polarization, mode purity

## 1. はじめに

自然には偏光現象が広く観測される。水面での光の反射透過現象、大気分子の Rayleigh 散乱による大空の偏光等はその典型であり、水生生物であるザリガニやタコの偏光視、鳥類やミツバチによる偏光を用いた方位の同定などは、人類よりも遥かに以前から偏光現象を生存競争に利用していたことを示している[1]。西洋文明が偏光現象を認識したのは、1669年デンマークのコペンハーゲン大学の数学教授で医学博士でもあった Erasmus Bartholinus による方解石の複屈折現象発見である[2, 3]。また、本解説にとって重要な反射による偏光現象が発見されたのは、1808年、ナポレオン軍の陸軍大尉で技術者の Etienne-Louis Malus がパリのアンフェル通りの自宅の窓からルクセンブルク宮殿の窓に映る太陽の像を方解石の結晶を回転させながら覗いていた時である[3, 4]。

*author's e-mail: saigusa@ee.ibaraki.ac.jp*

これらの特殊な物質でしか認識できなかった偏光現象も現在では生活に満ちあふれ、液晶ディスプレイや偏光サングラス等のみではなく、娯楽への応用としてカラー3次元映像の投影にも使われ、すっかり人々の生活に馴染んだものとなっている。光よりも遥かに低い周波数のテレビ帯の電波においても、屋根の上の八木アンテナの素子の方向を見れば、どの方向から水平偏波が飛んできているのかが一目瞭然であろう（一部の地域では混信を避けるために垂直偏波も使っている。八木アンテナがヒラメの骨のように寝ていれば水平偏波、鯛の骨のように立っていたら垂直偏波、丸いパラボラアンテナを使う衛星放送は円偏波である）。

さて、そろそろ核融合プラズマのお話をしよう。電子サイクロトロン共鳴周波数帯の電磁波は、プラズマの予備電離、追加熱および電流駆動に用いられてきた。特

に近年、局所的な電子加熱、電流分布制御に適している特性から、トカマクプラズマの新古典ティアリングモードの安定化方法として有望視されている[5].

電波法によれば電波とは周波数 3,000 GHz 以下の電磁波を意味するそうだが、このうち 30 GHz–300 GHz までの電磁波は、その波長 (10 mm–1 mm) からミリ波と呼ばれている。一方、磁化プラズマにおける電子サイクロトロン共鳴周波数は、磁場に比例した周波数、 $eB/(2\pi m_e) = 28 \cdot B$  [T] GHz で与えられる。ここで  $e$  は電子の電荷、 $B$  は磁束密度、 $m_e$  は電子の質量を表す。そのため、2–5 T 程度の強磁場を用いる大型核融合実験装置における電子サイクロトロン共鳴加熱および電流駆動実験では、基本共鳴の正常波、異常波および第 2 高調波共鳴の異常波が用いられるために、60–170 GHz 程度のミリ波帯が用いられている。(LHD では 168 GHz, 84 GHz および 82.6 GHz, ASDEX-U と W7-AS では 140 GHz, DIII-D と JT-60U では 110 GHz, ToreSupra では 118 GHz, TCV では 82.7 GHz) また、次世代の国際熱核融合実験炉 (ITER) に向けては、170 GHz, 20 MW の加熱電流駆動装置が設計されている[6].

磁化コールドプラズマ中の波動伝搬において、磁力線に対し垂直入射された電磁波モードの 2 つの独立な波動である正常波と異常波は、それぞれ磁場に平行または垂直な偏波面を持つ直線偏波を有している。これらの波は磁界に対し波数ベクトル  $k$  が斜めの場合には、お互いに直交する楕円偏波になる。そのため、斜め入射を行う電子サイクロトロン電流駆動では、必要なモードを高純度で励起するために特定の楕円偏波を励起する必要がある。

本解説では、核融合プラズマの電子サイクロトロン加熱および電流駆動に必要な楕円偏波と、正常波、異常波のモード純度の評価法、様々な偏波器の原理を紹介し、将来の偏波器に要求される条件に関して述べる。

## 2. 電磁波の偏波とその表現について

電子サイクロトロン加熱に用いる電磁波は、真空容器のプラズマに直接触れない位置に設置されたアンテナから、空間伝送の基本モードであるガウスビームで入射される。そのため等位相面は曲面となるが周波数が高くアンテナ開口が波長に比べて十分に大きい大型装置では等位相面の曲率半径が大きいいため平面波で近似することが可能になる。自由空間中の任意の楕円偏波は、同一の角周波数  $\omega$  と波数ベクトル  $k$  を有した直交する 2 つの直線偏波の合成で表すことができる。今、 $z$  方向に波数ベク

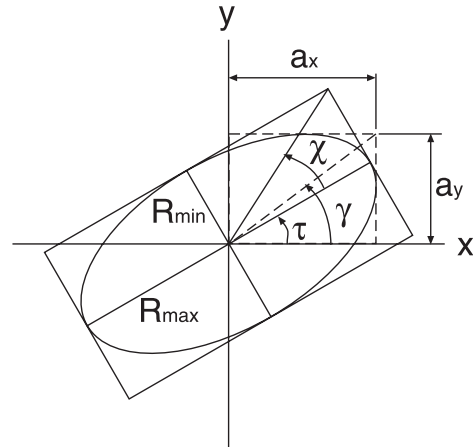


Fig. 1 Polarization ellipse.

トルが向いている平面波を考え、その各電界成分の  $x$  成分と  $y$  成分をそれぞれ  $E_x$ ,  $E_y$  と置くと、

$$E_x = a_x \cos(\omega t - kz), E_y = a_y \cos(\omega t - kz + \delta) \quad (1)$$

と表すことができる。ここで  $\delta$  は位相差であり、振幅比  $E_x/E_y$  と位相差  $\delta$  の 2 要素であらゆる楕円偏波を生成することができる。

(1) 式から  $\omega t - kz$  の項を消去すると楕円を位相差  $\delta$  だけ回転させた(2)式に変形でき、電界ベクトル  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$  が  $xy$  平面上に書く軌跡は Fig. 1 に示す楕円となる[1].

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{a_x}\right)\left(\frac{E_y}{a_y}\right)\cos\delta + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 = \sin^2\delta \quad (2)$$

偏波を表す楕円の長軸の振幅を  $R_{\max}$ 、短軸の振幅を  $R_{\min}$ 、長軸と  $x$  軸のなす角度を  $\tau$  とすると、それらのパラメータは各振幅と位相差で以下のように表され、任意の楕円偏波は 2 つの直交する直線偏波によって生成されることがわかる。

$$\begin{aligned} \tan(2\tau) &= \frac{2a_x a_y \cos\delta}{a_x^2 - a_y^2} \\ R_{\max}^2 &= \frac{2a_x^2 a_y^2 \sin^2\delta}{A - B} \\ R_{\min}^2 &= \frac{2a_x^2 a_y^2 \sin^2\delta}{A + B} \\ A &\equiv a_x^2 + a_y^2 \\ B &\equiv \sqrt{(a_x^2 - a_y^2)^2 + 4a_x^2 a_y^2 \cos^2\delta} \end{aligned} \quad (3)$$

大電力ミリ波伝送では、損失を減らすためにオーバ-

サイズの円形コルゲート導波管を伝送路として用いるか、電磁ガウスビームによる空間伝送を用いる場合が主流である。コルゲート導波管では、基本モードである直線偏波の HE<sub>11</sub>モード (Fig.2 参照) の偏波面は軸方向に 180° の自由度があり、直交する 2 つのモードの合成によって任意の楕円偏波を作りだすことができる。また、ビーム伝送系においても同様に、直交する 2 つのガウスビームの合成によって、任意の偏波が可能である。したがって、偏波器の設置位置は、アンテナ近傍でも発振器周辺でもよい。

電磁波の偏波を含む表現には、1852年、イギリスの物理学者 George G. Stokes によって提案された部分偏波を取り扱えるストークスパラメータが便利である [7, 8]。ストークスパラメータは、以下の観測可能な物理量から求まる 4 つのパラメータ (S<sub>0</sub>, S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub>) からなり、(1) 式中の E<sub>x</sub>, E<sub>y</sub> の振幅とその位相差 δ で表すことができる。式中の χ, τ 等は Fig.1 中の値に対応し、z<sub>0</sub> は真空中の波動インピーダンスであり、 $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  で表される。

$$S_0 = \frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{z_0} = \frac{a_x^2 + a_y^2}{z_0}$$

$$S_1 = \frac{|E_x|^2 - |E_y|^2}{z_0} = \frac{a_x^2 - a_y^2}{z_0} = S_0 \cos(2\chi) \cos(2\tau)$$

$$S_2 = \frac{E_x E_y^* + E_x^* E_y}{z_0} = \frac{2a_x a_y \cos \delta}{z_0}$$

$$= S_0 \cos(2\chi) \sin(2\tau)$$

$$S_3 = -i \frac{E_x E_y^* - E_x^* E_y}{z_0} = \frac{2a_x a_y \sin \delta}{z_0} = S_0 \sin(2\chi) \quad (4)$$

上記のパラメータは、実験により実測が可能なものであり、S<sub>0</sub> は全電力を、S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> は偏光の軸がどう傾いているかを、そして、S<sub>3</sub> は左回り偏波か右回り偏波かを示す。そのため、偏光していない自然光では (S<sub>0</sub>, 0, 0, 0) となり、完全偏光している場合には、S<sub>0</sub><sup>2</sup> = S<sub>1</sub><sup>2</sup> + S<sub>2</sub><sup>2</sup> + S<sub>3</sub><sup>2</sup> となり直交座標上の (x, y, z) = (S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub>) の点は次に示すポアンカレ球上の座標を示す。

視覚的に偏波を 3次元マップ上に表すことにより、楕円偏波同士の直交関係が一目瞭然であるポアンカレ球 (Fig.3参照) は、フランスの数学者 Henri Poincaré によって 1892年に提案された [9, 10]。すべての偏波はポアンカレ球上の 1 点で表され、北極と南極がそれぞれ左回り円偏波と右回り円偏波を表し、赤道面が直線偏波、北半球が左回り楕円偏波、南半球が右回り楕円偏波を表す。

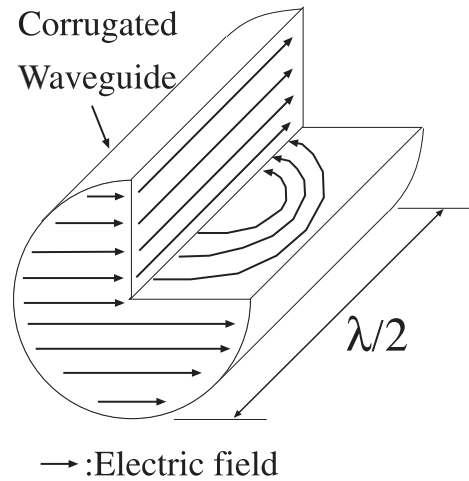


Fig.2 Electric field pattern of HE<sub>11</sub> mode in a corrugated waveguide.

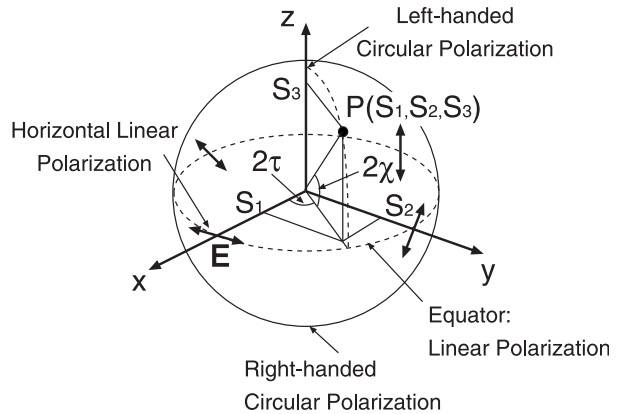


Fig.3 Poincaré sphere.

あらゆる完全偏波は、ポアンカレ球上で互に対向面に位置する 2 つの偏波の線形結合によって作りだすことができる。

### 3. 電子サイクロトロン共鳴周波数帯の電磁波の偏波

真空中から周辺プラズマに入射された正常波および異常波の偏波を調べるには、熱運動を考慮しないコールドプラズマ近似で十分である。トカマク等の周辺部での磁気シアが弱い配位では、表面で分離した正常波、異常波はそのまま分離して伝搬すると考えられる。ただ、周辺部の磁気シアが強いヘリオトロン等のステラレータ配位では、モード間結合を考慮した偏波の最適化研究も行われている [11, 12]。

本解説では磁気シアがあまり強くないプラズマを想定し、コールドプラズマの分散式から電子サイクロトロン

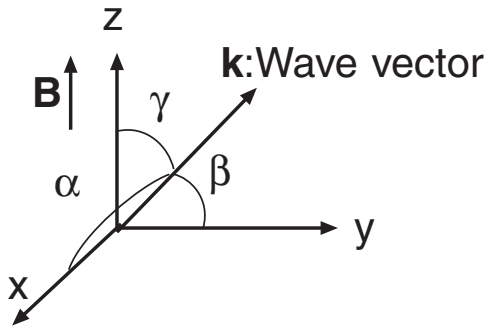


Fig. 4 Coordinate for cold dispersion relation. The magnetic field has only z-component.

電流駆動に必要な斜め入射を行う際のプラズマに適した偏波を導く。今、角周波数  $\omega$  の電磁波動が Fig. 4 に示すような直交座標の  $x, y, z$  軸と角  $\alpha, \beta, \gamma$  をなす波数ベクトル  $\mathbf{k}$  を有すると仮定する。コールドプラズマの分散式から、 $z$  方向に静磁場を有する磁化プラズマにおける誘電率テンソル  $\mathbf{K}$  は (5) 式で与えられる。

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

$$S = (R+L)/2 = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2 - \omega_{cj}^2}$$

$$D = (R-L)/2 = \sum_j \frac{\varepsilon_j \omega_{cj} \omega_{pj}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{cj}^2)}$$

$$P = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2}$$

$$R = S + D = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega + \varepsilon_j \omega_{cj})}$$

$$L = S - D = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega - \varepsilon_j \omega_{cj})}$$

$$\omega_{pj}^2 = \frac{n_j q_j^2}{m_j \varepsilon_0}$$

$$\varepsilon_j = |q_j|/q_j \quad (5)$$

屈折率ベクトル  $\mathbf{n} = (kc/\omega)(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ ，高周波電界ベクトル  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$  を用いて波動方程式を記述すると、 $\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0$  となる。この式に各成分を代入すると (6) 式となる。

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \sin^2 \alpha & -iD + n^2 \cos \alpha \cos \beta & n^2 \cos \alpha \cos \gamma \\ iD + n^2 \cos \alpha \cos \beta & S - n^2 \sin^2 \beta & n^2 \cos \beta \cos \gamma \\ n^2 \cos \alpha \cos \gamma & n^2 \cos \beta \cos \gamma & P - n^2 \sin^2 \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (6)$$

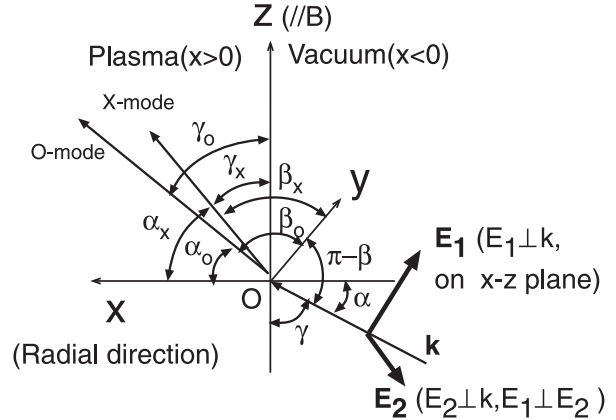


Fig. 5 Model for evaluation of mode purities. The reflection power from the plasma surface is neglected.

(6) 式から  $E_x, E_y$  を  $E_z$  で表現するために、 $E_y/E_z, E_x/E_z$  を次の (7), (8) 式で表す。

$$\frac{E_y}{E_z} = \frac{(n^2 \sin^2 \gamma - P)[iD \cos \alpha + (n^2 - S) \cos \beta]}{(n^2 - S) n^2 \cos \gamma \sin^2 \gamma} \quad (7)$$

$$\frac{E_x}{E_z} = \frac{(n^2 \sin^2 \gamma - P)[(n^2 - S) \cos \alpha - iD \cos \beta]}{(n^2 - S) n^2 \cos \gamma \sin^2 \gamma} \quad (8)$$

また、(6) 式が任意の電界で成り立つためには係数行列の行列式 = 0 である必要があり、そこから正常波、異常波の屈折率が (9) 式で表される。

$$n^2 = \frac{RL \sin^2 \gamma + PS(1 + \cos^2 \gamma) \pm \sqrt{F}}{2(P \cos^2 \gamma + S \sin^2 \gamma)}$$

$$F = \sqrt{[RL \sin^2 \gamma + PS(1 + \cos^2 \gamma)]^2 - 4PRL(P \cos^2 \gamma + S \sin^2 \gamma)} \quad (9)$$

今、真空から任意の偏波で任意の角度で入射された電磁波が、プラズマ中で正常波と異常波にどう分離するかを評価するために、Fig. 4 を発展させた Fig. 5 のようなモデルを考える。まず、真空とプラズマの境界面を  $x = 0$  の面とし、真空中を角周波数  $\omega$ 、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  で伝播する電磁波の電界を  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$  の 2 つの直交するベクトルで表す。ここで、 $\mathbf{E}_1$  は  $\mathbf{k}$  に垂直な  $xz$  平面上のベクトル、 $\mathbf{E}_2$  は波数ベクトル  $\mathbf{k}$  と  $\mathbf{E}_1$  に垂直なベクトルであり、2 つの電界の振幅比と位相差ですべての偏波を表すことができる。 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$  の大きさを  $E_1, E_2$  と表すと、 $\mathbf{E}_1 = (-E_1 \cos \gamma / \sin \beta, 0, E_1 \cos \alpha / \sin \beta)$ 、 $\mathbf{E}_2 = (E_2 \cos \alpha \cot \beta, -E_2 \sin \beta, E_2 \cot \beta \cos \gamma)$  となる。入射波の電界を  $\mathbf{E} =$

$(E_x, E_y, E_z) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$  とおき、プラズマ中の正常波の電界を  $(E_{x0}, E_{y0}, E_{z0})$ 、異常波の電界を  $(E_{xx}, E_{yx}, E_{zx})$  と置き、境界面  $x=0$  の内外で電界の接線成分 ( $y$  成分および  $z$  成分) が連続である境界条件を用いると (10) 式が求まる。ここでプラズマ表面での反射は (9) 式の屈折率が 1 に近い範囲の周辺プラズマではほとんど影響はない。

$$\begin{pmatrix} E_{z0} \\ E_{zx} \end{pmatrix} = \frac{1}{a_0 - a_x} \begin{pmatrix} -\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} a_x & -\sin \beta - a_x \cot \beta \cos \gamma \\ \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} a_0 & \sin \beta + a_0 \cot \beta \cos \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$a_j = \frac{E_{yj}}{E_{zj}} = \frac{(n_j^2 \sin^2 \gamma_j - P)[iD \cos \alpha_j + (n_j^2 - S) \cos \beta_j]}{(n_j^2 - S) n_j^2 \cos \gamma_j \sin^2 \gamma_j} \quad (7')$$

ここで、 $a_0, a_x$  は (7) 式の屈折率や伝搬角  $\alpha, \beta, \gamma$  にモードごとの値を用いた (7') 式が用いられる。ここで注意すべき点は、(10) 式中の  $\alpha, \beta, \gamma$  は真空中を伝搬する電磁波の伝搬角であり、(7') 式中の伝搬角  $\alpha_j, \beta_j, \gamma_j$  はプラズマ中を伝搬するそれぞれのモード ( $j$  は  $o$  か  $x$ ) の伝搬角である点である。各モードの伝搬角  $\alpha_j, \beta_j, \gamma_j$  は Snell の法則から (11) 式で求めることができる。

$$\begin{aligned} \alpha_j &= \sin^{-1} \left( \frac{\sin \alpha}{n_j} \right) \\ \beta_j &= \cos^{-1} \left( \frac{\cos \beta}{n_j} \right) \\ \gamma_j &= \cos^{-1} \left( \frac{\cos \gamma}{n_j} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

さて、偏波の表現に用いられるパラメータ  $p$  を  $p = iE_2/E_1$  と定義すると (10) 式は (12) 式と変形される。

$$\begin{pmatrix} E_{z0} \\ E_{zx} \end{pmatrix} = \frac{E_1}{a_0 - a_x} \begin{pmatrix} -\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} a_x + ip (\sin \beta + a_x \cot \beta \cos \gamma) \\ \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} a_0 - ip (\sin \beta + a_0 \cot \beta \cos \gamma) \end{pmatrix} \quad (12)$$

次に、正常波、異常波の電力比を算出するために Poynting vector を求める。

$$\mathbf{S} = \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] = \text{Re}[\mathbf{E} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{E})/Z_0] = \text{Re}[(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \mathbf{n} - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{E}^*]/Z_0$$

$$S_j = \frac{n_j \cdot |E_{zj}|^2}{z_0} \left[ (e_j^2 - g_j)(\cos \alpha_j \hat{x} + \cos \beta_j \hat{y}) + \left( e_j^2 - \frac{n_j^2 - P}{n_j^2 \cos^2 \gamma_j} \right) \cos \gamma_j \hat{z} \right] \quad (13)$$

ここで、 $z_0$  は真空中の波動インピーダンス ( $120\pi \sim 377$   $[\Omega]$ )、 $e_j, g_j$  は

$$e_j^2 = a_j \cdot a_j^* + c_j \cdot c_j^* + 1,$$

$$g_j = \frac{4(n_j^2 - P)(n_j^2 \sin^2 \gamma_j - P)}{n_j^4 \sin^2 2\gamma_j} \quad (j \text{ は } o \text{ か } x)$$

で定義される。

また、正常波、異常波であるための  $c_j$  は (8) 式より次式で表される。

$$c_j = \frac{E_{xj}}{E_{zj}} = \frac{(n_j^2 \sin^2 \gamma_j - P)[(n_j^2 - S) \cos \alpha_j - iD \cos \beta_j]}{(n_j^2 - S) n_j^2 \cos \gamma_j \sin^2 \gamma_j} \quad (8')$$

入射電界ベクトル  $\mathbf{E}_1$  と偏波のパラメータ  $p (= iE_2/E_1)$  とプラズマのパラメータが与えられれば、正常波と異常波の分離比は  $S_o:S_x$  で与えられ、正常波と異常波のモード純度はそれぞれ、 $S_o/(S_o + S_x)$ 、 $S_x/(S_o + S_x)$  で与えられる。ミリ波の波長に対してはるかに大きな曲率を持つプラズマ表面は平面と見なせるので、Ray tracing code を用いて電磁波のプラズマ表面での磁力線と波数ベクトルとのなす角、周辺プラズマの電子密度、磁場が得られれば、任意の偏波に対する正常波と異常波のモード純度は以上のように評価可能である。

次に、プラズマ表面での磁力線のねじれを考慮してみよう。ここでは簡単のためトロイダルプラズマの赤道面入射を考える。プラズマ表面での rotational transform による磁力線のねじれ角  $\eta$  を考慮して、プラズマ表面の計算モデルを Fig.5 から Fig.6 へと修正する。この修正は、 $x$  軸をトロイダルプラズマの赤道面上に置き、 $xz$  平面を赤道面から  $x$  軸を中心として磁力線のねじれ角だけ回転させる座標変換を行うことに相当する。その結果  $z$  軸は磁力線と平行になり、変換された赤道面上にある波数ベクトル  $\mathbf{k} = (\cos \alpha, -\sin \alpha \sin \eta, \sin \alpha \cos \eta)$  に垂直で赤道面上にある電界  $E_a = (-\sin \alpha, -\cos \alpha \sin \eta, \cos \alpha \cos \eta)$  と赤道面に垂直な電界  $E_b = (0, \cos \eta, \sin \eta)$  の合成による任意の楕円偏波に対して、(12) 式はプラズマ表面の磁場のねじれ角  $\eta$  を含んだ (14) 式の形に修正される。

$$\begin{pmatrix} E_{z0} \\ E_{zx} \end{pmatrix} = \frac{E_a}{a_0 - a_x} \times \begin{pmatrix} -\cos \alpha (\sin \eta + a_x \cos \eta) - ip (\cos \eta - a_x \cdot \sin \eta) \\ \cos \alpha (\sin \eta + a_0 \cos \eta) + ip (\cos \eta - a_0 \cdot \sin \eta) \end{pmatrix} \quad (14)$$

ただし、(14) 式中では  $p = iE_b/E_a$  と再定義されてお



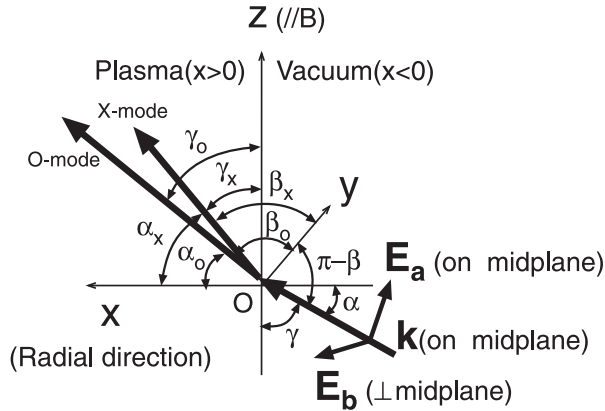


Fig. 6 Mid-plane launch model including the effect of rotational transform (tilted angle :  $\eta$ ).

り、この場合もモードの純度の評価は(13)式を利用して求めることができる。このようにプラズマ表面でのモード純度を評価しておけば、偏波器に要求される性能（調整可能範囲）をプラズマに最適化することが可能になる[13].

さて、これで任意の偏波をプラズマに斜め入射する場合のモードの分離比が求まったわけだが、ここで注意すべき点がある。一つはプラズマにおけるR波、L波の定義と、電磁波に置ける右回り波、左回り波が異なる点である。プラズマ波においてR波、L波は、磁力線に対して電子のラーモア運動の回転方向に電界がまわる場合をR波、正イオンのラーモア運動の回転方向に電界が回転する場合をL波と呼ぶが、電磁波では位相速度がz軸上を向いているとき、 $z = \text{一定}$ の面上で右回り左回りが定義されるため、磁力線の向きには依存しない。したがって、ポアンカレ球を用いて最適入射偏波を考慮する場合、トロイダル方向の両方向に入射を行うためには、ポアンカレ球上の赤道面の上下にまたがって右回り波と左回り波の両方を用いる必要がある（真空中の電磁波についても光学と電波工学で右回り左回りの定義が逆である）。

また、上記のモード純度評価を行うことによって、ポアンカレ球上である程度近づけばモード純度を高くできることがわかる。参考として簡単な例を取り上げると、90%以上のモード純度を得るにはポアンカレ球上で36.8度、98%以上のモード純度を得るには16.3度まで理想的な整合点から離れてもよい。

#### 4. 偏波器の原理と方式

一般に核融合で必要とされるレベルの大電力用ミリ波

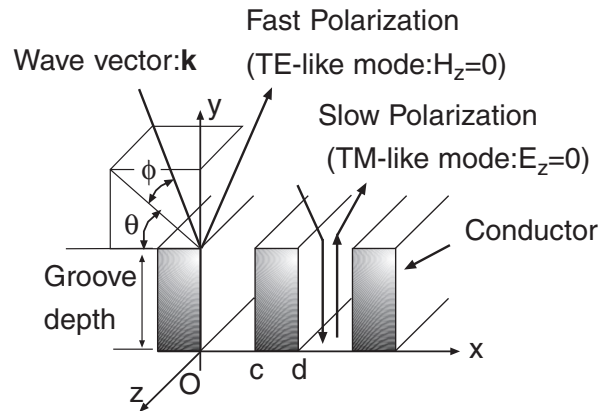


Fig. 7 Rectangular groove structure. The corner of rectangular groove is usually the round shape to suppress electric field concentration.

帯偏波器には、Fig. 7に示すような全金属の回折格子が用いられる。電磁波を平面波近似し、回折格子の表面で反射するモード（Fast polarization または TE-like mode:  $H_z = 0$ ）と、回折格子の溝の奥で反射するモード（Slow polarization または TM-like mode :  $E_z = 0$ ）の2つに分離して考える。この2つのモードは直交しており、この2つのモードの反射波の振幅比と位相差を制御することができれば、あらゆる偏波を作り出すことができる。ただし、高次回折モードを抑制するために、溝の周期は半波長以下である必要がある。

1980年代の初期、後藤らは全金属回折格子を用いてモードコンバータとしてジャイロトロンが発振モードを直線偏波に変換する提案を行い[14], Motleyらは真空容器の強磁場側内壁にエシュレット回折格子を設置し、入射された正常波がプラズマを突き抜けた後、回折格子によって90度偏波面を回転させて異常波として加熱を行う提案を行った[15]。これらの既に成熟した回折格子の技術を用いて、ロシアのPetelinらは溝の深さが1/8波長と1/4波長の回転可能な回折格子を組み合わせることにより、あらゆる偏波が作り出せる偏波器をビーム伝送系に用いることを提案した[16, 17]。その原理は、溝の深さが1/8波長の回折格子でTE-likeモードとTM-likeモードの位相差を90度として偏波の楕円度を調整し、もう1枚の溝の深さが1/4波長の回折格子で2つのモードの位相差を180度として楕円偏波の長軸を回転させることにより、すべての偏波を作るというものである。Fig. 8に原理の説明図を示す。

ただし、電磁ビームを入射角  $\theta$  で斜めから回折格子に入射すると、溝の有効深さが回折格子の回転角によって

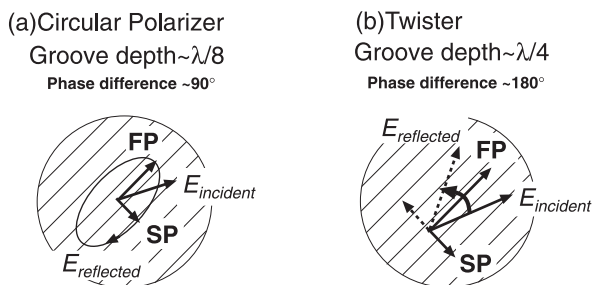


Fig. 8 Principle of Petelin converter.

$1/\cos\theta$  の依存性で変化するため、入射角として可能な限り小さな値を選ぶ必要がある。このシステムのメリットは偏波の制御が簡単な点であるが、入射角を小さくするためにはミラーを離して置かざるを得ず、システムが大きくなる欠点がある。

Petelinらの提案に対し、様々な特徴を持つ偏波器が提案された。Fig. 9に4つの主な偏波器の概念図を示す。

Kasperekらによって提案されたのがFig. 9(b)に示す roof-top 型の偏波器である [18, 19]。その原理は、三角の反射板に2度反射させることによって楕円の長軸を回転させ、溝の深さが約  $1/8$  波長の回折格子を楕円度の制御に用いるものである。この直線偏波を回転させるアイデ

アは、マイターバンドを複数含む系で直線偏波が回転することを積極的に応用したと考えられる。この偏波器の長所は、広い周波数範囲で楕円度を変化させることなく軸の回転を行うことができることであり、短所としては、大型でありミラー周辺に逃げる高周波が金属筐体内部で放電しやすく、対策として筐体内部壁周辺に水を流したテフロンチューブ等の電磁波吸収構造が必要となる点である。

現在最もコンパクトで実用的な偏波器は Fig. 9(c)に示す General Atomics の Doane が発明したマイターバンド型偏波器である [20]。オーバーサイズで多くのモードが伝播可能なコルゲート導波管は、大電力ミリ波の伝送損失を低く抑えるために一般的に用いられるが、従来、大きな曲率半径でモード変換を起こさせることなく曲げていたオーバーサイズ導波管のバンドは、擬光学的に位相補正された反射鏡を用いたマイターバンドに置き換えられるようになった。このバンドの反射鏡は、基本的には3次元または簡略化しても2次元鏡である必要があるが、周波数が高く大電力伝送用の口径の大きなコルゲート導波管の場合には、等位相面が平面波に近いため平面鏡が用いられる。この平面鏡の代わりにPetelinが提案した回折格子型反射鏡を用いることにより、2組のマイ

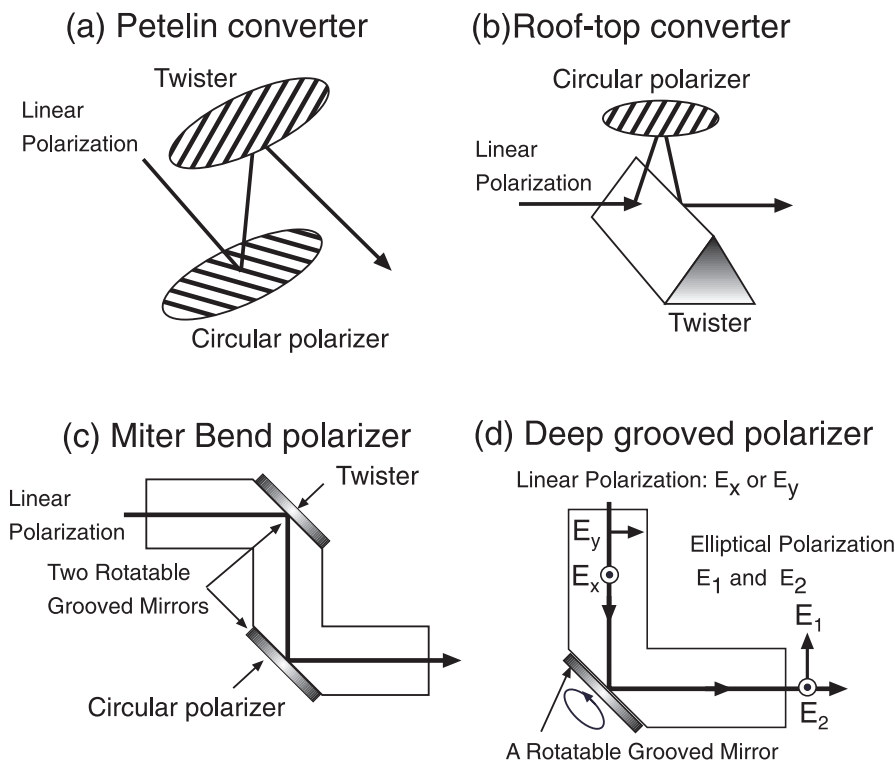


Fig. 9 Various type polarizers.

ターバンド型回折格子の組み合わせにより偏波器を実現した。この偏波器の長所はリーク電力が少なく、コンパクトな点であるが、回折格子への入射角が $45^\circ$ になるため、TE-likeモードとTM-likeモードの位相差が回折格子の回転角に依存し、本来のPetelin型偏波器ほど容易な偏波制御が行えない点が短所である。また、2次元鏡を平面で置き換えるため高次モードが励起され、2組の偏波器間が近い場合には高次モードの多重反射共鳴に留意を払う必要がある。

最近、プラズマ中のモード純度評価を行うことにより、必要なモードだけを1枚の回折格子で励起できる深溝型偏波器が提案された[13] (Fig. 9(d)参照)。その原理は溝の深さが作り出す2つのモードの回折格子回転角依存性をプラズマの入射パラメータに最適化することにより、最適な偏波の周辺の楕円偏波を励起することができるという物であり、マイターバンドに設置した1枚の回折格子で正常波、異常波ともに93%以上のモード純度がJT-60Uの広範囲な運転パラメータで達成できることを計算で確認している。利点はコストダウンとシンプルな制御でプラント向きな点であるが、トロイダル方向には1方向しか対応できず、損失と熱応力が大きくなることも懸念されるため、大電力試験による温度上昇を用いた損失の回折格子回転角依存性の確認[21]、損失評価コードの開発等が行われている。

最近では、ステップ周波数可変型ジャイロトロンの開発に合わせ、広周波数帯域の偏波器が研究されている。roof-top型の偏波器は軸の回転に関しては周波数依存性がなく有望視されているが、それと並行してコルゲート導波管で実績のあるアスペクト比の大きい溝（金属の山の幅が小さく溝の幅が大きいもの）の研究も行われている[22]。また深溝型の偏波器に関しても、プラズマとの結合特性を考慮することで広帯域特性が可能であることが確認されている[23]。

溝の形状を正弦波状にした回折格子の研究は古くから行われていたが[24, 25]、通常、真空中で使用する導波管内を、大気圧導波管でも使用可能な耐電力性能向上を目指して、格子形状の最適化研究も行われている[22, 26]。

最後に、実際に偏波器を用いてモードの純度を変えた際に電子加熱の効率がどのように変化するかをFig. 10に示す[27]。JT-60Uにて低磁場側入射の正常波による電子加熱実験を行う際、2個で1組のマイターバンド型偏波器の1枚の回折格子（主に偏波面を回転）を固定し、もう1つの回折格子（主に偏波の楕円度を調整）を回転させた場合の電子温度上昇と正常波のモード純度（偏波

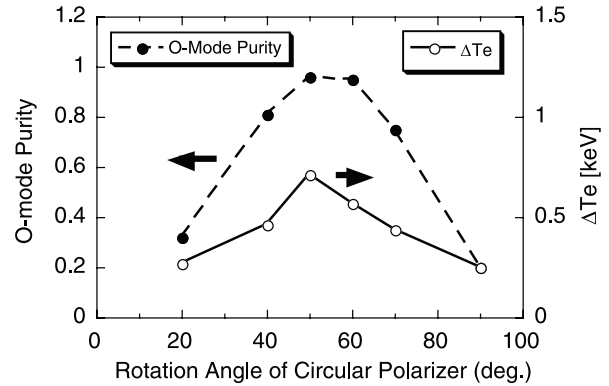


Fig. 10 The dependence of increment in central electron temperature and the ordinary mode purity on the rotation angle of circular polarizer. The experimental parameters are a frequency of 110 GHz, rf power of 0.75 MW,  $I_p=1.2$  MA,  $B_z(0)=3.73$  T, and line averaged electron density of  $7-8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . (Ref. [27] by K.Takahashi).

器の低電力試験とモード純度の数値計算から評価)との相関を調べた実験結果である。正常波のモード純度が最高点付近で、電子温度の上昇が最も顕著になっていることがわかる。

## 5. まとめと今後の展望

全金属の反射型回折格子を用いた偏波器は、既に MW 級の加熱装置で実際に使われており、伝送路内を真空中に引く限り耐電圧的には問題ない。しかし、ITERを始めとする次世代核融合装置には、更なる高周波 (170–300 GHz)、大電力 (数 MW) が目指されており、使用条件、熱応力なども考慮した構造設計を通じて、材料の選定、冷却方法の最適化、コスト削減、高信頼性などに設計の重点を向けるべきであろう。また、周波数可変のジャイロトロンの開発進展に応じて、偏波器の原理その物の見直しが必要になる可能性もある。

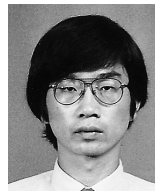
## 謝辞

偏波器に関しご教授、ご議論下さった後藤尚久博士、J.L. Doane 博士、W. Kasperek 博士、久保 伸博士、長崎百伸博士に感謝したい。偏波器に関する研究をともにやってきた日本原子力研究所の高橋幸司研究員、坂本慶司主任研究員、春日井 敦副主任研究員、今井 剛加熱研究室長に感謝したい。そして偏波器の研究に貢献して下さい了三枝研究室の学生諸君に感謝したい。



## 参考文献

- [1] 徳丸 仁：「光と電波」－電磁波に学ぶ自然との対話－（森北出版，2000）。
- [2] E. Bartholinus, *Experimenta Crystalli Islandici Disdiacastici Quibus Mira & Insolita Refractio Detegitur* (Hafnia, Copenhagen, 1670).
- [3] E. Hecht, *Optics*, 4th edition (2002); 尾崎義治, 朝倉利光 共訳：「ヘクト光学Ⅱ」－波動光学－（2003）。
- [4] E. Malus, *Mém. soc. Arcueil* **1**, 113 (1808).
- [5] H. Zohm, *Phys. Plasmas* **4**, 3433 (1997).
- [6] ITER Joint Central Team, Summary of the ITER Final Design Report, July 2001.
- [7] G.G. Stokes, *Trans. Cambridge Phil. Soc.* **9**, 399 (1852); *Mathematical and Physical Papers* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1901) Vol.3, p.233.
- [8] W.A. Shurcliff, *Polarized Light* (Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 1962); 福富斌夫, 有賀那加夫, 三輪啓二 共訳：偏光とその応用（共立出版，1965）。
- [9] H. Poincaré, *Théorie Mathématique de la Lumière* (Gauthiers-Villars, Paris, 1892).
- [10] G.N. Ramachandran, and S. Ramaseshan, *J. Opt. Soc. Am.* **42**, 49 (1952).
- [11] K. Nagasaki, A. Isayama and A. Ejiri, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3432 (1995).
- [12] K. Nagasaki, A. Ejiri *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 556 (1999).
- [13] M. Saigusa *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **53**, 505 (2001).
- [14] 後藤尚久, 村山悦昭：信学技報 A・P 80-56 (1980-08).
- [15] R.W. Motley, H. Hsuan and J. Glanz, *Rev. Sci. Instrum.* **52** (2), 30 (1981).
- [16] M.I. Petelin, in *Proc. of 1st Int. Workshop on ECRH Transmission Systems* (Florida, 1990) (*Unpublished*).
- [17] V.I. Belousov *et al.*, "The study of ECW system components", Rep. ITER-IL-HD-6-0-8 and 26 (1990).
- [18] H.J. Barkley, W. Kasperek *et al.*, Abingdon, U.K., Report JET-R (88) 14 (1988).
- [19] W. Kasperek *et al.*, in *Proc. of 1st Int. Workshop on ECRH Transmission Systems* (Florida, 1990) (*Unpublished*).
- [20] J.L. Doane, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **13**, 1727 (1992).
- [21] M. Saigusa *et al.*, "High Power Test of Single Mirror Polarizer for 170 GHz ECCD System", *Proc. of 12th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating*, Aix-en-Provence, May 13-16, 505 (2002).
- [22] K.W. Kopp, W. Kasperek and E. Holzhauer, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **13**, 1619 (1992).
- [23] M. Saigusa, N. Takei *et al.*, "New Application of a Deep Grooved Polarizer for ECCD", *J. Plasma Fusion Res. SERIES.* **3**, 383 (2000).
- [24] V. Jamnejad-Dailami, R. Mittra and T. Itoh, "A comparative study of the Rayleigh hypothesis and analytic continuation method as applied to sinusoidal grating", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, May 392 (1972).
- [25] 安浦亀之助, 村山正直：電子通信学会論文誌 '86/2 Vol.J69-B No.2, 198(1986).
- [26] K. Nagasaki, Y. Itoh *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **53**, 491 (2001).
- [27] K. Takahashi *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **53**, 511 (2001).



さいぐさ みき お  
三枝 幹 雄

茨城大学工学部助教授。博士(工学)，東京工業大学大学院修士課程修了。1997年3月まで日本原子力研究所副主任研究員。主として、トロイダルプラズマの高周波加熱電流駆動，トロイダルアルヴェン固有モード，高周波工学，加速器工学，および弱電気魚の電気定位の研究に従事。好きな物：魚とワインと読書。愛読書：レ・ミゼラブル，史記。家族：妻，長女，長男，猫（水玉模様）。