



小特集 高出力テラヘルツ帯ジャイロトロン開発と応用展開

2. ジャイロトロンの発振の原理

立松 芳典, 齊藤 輝雄

福井大学遠赤外領域開発研究センター

(原稿受付: 2008年10月7日)

福井大学遠赤外領域開発研究センターでは、これまで、高周波数発振のジャイロトロンを開発してきた。高周波数発振ジャイロトロンを理解するために、その設計の視点からジャイロトロンの発振原理を説明し、電子銃・空洞設計の考え方をまとめる。

Keywords:

gyrotron, high frequency, cavity resonator, electric gun, electron equation, relativistic effect, mode competition

2.1 はじめに

ジャイロトロンは、サイクロトロン共鳴メーザー原理を応用した発振管である。福井大学遠赤外領域開発研究センターでは、独自に高周波数ジャイロトロンの開発を行ってきており[1-11]、過去最高の1 THzを超える周波数発振を実現した[12]。本章は、ジャイロトロンの発振の原理というタイトルであるが、ジャイロトロンの発振原理については、本学会誌でもこれまでにいろいろ扱われている[13-18]ので、そちらも参考にさせていただき、ここでは、主に高周波数発振のジャイロトロンを設計する視点から、その原理をまとめることにする。なお、ジャイロトロンについてのまとめた文献はいくつか出版されており、参考文献にあげておく[19-21]。

2.2 ジャイロトロンの構造

図1に福井大学で開発したジャイロトロンの1つ(Gyrotron FU CW II)の断面を示す。主に電子銃、空洞(キャビティ)、コレクター、出力窓からなる。ジャイロトロンは、軸方向に強力な磁場をつくる空心コイルの中心軸上に挿入・設置される。電子銃のカソード部には、空洞部に対して負の電位 $-V_k$ を印加しておく。電子銃部にはカソードに対抗してアノードが存在する。アノード電位を空洞とは独立に与える場合(三極管)と空洞とほぼ同電位にする場合(二極管)がある。カソードは円環状の電子放出帯をもち、ここから熱電子放射によって飛び出した電子は、アノード-カソード間の電位差 V_{A-K} による電場 E_a によって引き出され、初期速度を得る。電子は軸方向の磁場に沿って、相対的に電位の高い空洞部へ加速されながら移動していく。空洞部に行くにしたがって磁場強度は大きくなるため、磁力線に垂直方向の電子速度成分が増大する。空洞部入口に到達したときの電子ビームの半径 R_b は、よい近似で、カソードの半径 R_k 、カソードおよび空洞の磁場強度 B_k 、 B_0

を用いて

$$R_b = R_k \sqrt{\frac{B_k}{B_0}} \tag{1}$$

で計算できる。後に示すように、空洞内での電子と電磁波の結合係数が R_b に依存する。したがって、電磁波とうまく相互作用するような R_b になるよう、カソード部と空洞部の磁場強度比を調節する必要がある。このため、空洞部の磁場をつくる主磁場コイルの他に、電子銃部にも磁場コイルを置くことが多い。

空洞内で、そのエネルギーの一部を電磁波に変換した電子は、空洞を通り抜けた後、コレクターに回収される。一方、電磁波は、空洞出口からジャイロトロン内管中を伝送し出力窓より外に放射される。ジャイロトロンを実用するには、ジャイロトロン内にモード変換器を取りつけ、発

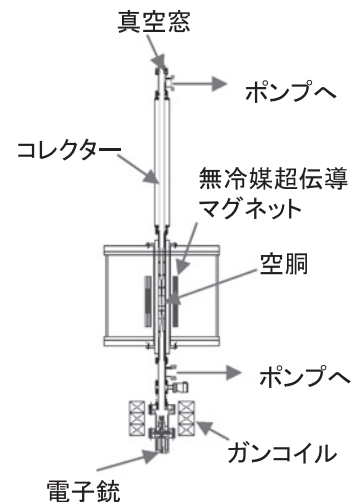


図1 ジャイロトロンFU CW IIの構造。

2. Principle of Gyrotron Oscillation

TATEMATSU Yoshinori and SAITO Teruo

author's e-mail: tatema@fir.u-fukui.ac.jp

振電磁波を利用しやすいガウスビームに変換して出力する。

2.3 電子銃の設計

電子銃の設計は、カソード、アノードの形状を与え、空間電位を計算し、その中で電子の軌道を追うことを行う。カソードから出る電子の初期速度は、カソード-アノード間の引き出し電場 E_a により決まるので、カソード-アノードの間隔 d をどのくらいにできるか、磁力線に対してどのくらいの角度で電子を引き出せるかが重要であり、これにより、空胴入口での電子のピッチ角が決まってくる。電子の速度が単一でなく、分布に幅があると、通常電磁波へのエネルギー変換効率は悪くなる[22]。また電子のビーム電流密度が高くなると、電子自身による空間電荷により、空間電位が変化して、電子の反射が起こる可能性があるため、これを避ける必要がある。特に、カソード表面付近では電子の初期速度が小さいので、空間電荷の影響を大きく受ける。以上のような観点から、電子銃が最適な構造を持つように設計される[23, 24]。

2.4 空胴の構造

空胴は円筒空胴共振器で、図2に示すように、円筒の入口を狭くし、出口を広くテーパ状にしている。入口を狭くすることにより、空胴で発振した電磁波は入口側でカットオフとなり、入口から電子銃側へは電磁波は進行できず、反射して出口側へ進むことになる。出口側でも半径が変化することで波が一部反射し、閉空胴でないにもかかわらず、共振器となる。

空胴で発振する電磁波の角振動数は、長さ L の閉空胴の共振角振動数

$$\omega = c \sqrt{\frac{\chi_{mp}^2}{R_c^2} + \frac{l^2 \pi^2}{L^2}} \quad (2)$$

にはほぼ等しい。ここで、 c は光速、 R_c は空胴の半径、 L は空胴の長さ、 l は軸方向のモード数で、 χ_{mp} はベッセル関数の導関数の p 番目のゼロ点 $J'_m(\chi_{mp}) = 0$ である。通常 $\chi_{mp}/R_c \gg \pi/L$ であるので、主に共振振動数を決めるものは、空胴半径 R_c とモードである。つまり、ジャイロトロン空胴はほとんどカットオフ条件で動作する。

空胴内の電場構造 $f(z)$ は電子とのエネルギーの授受を考えない場合（冷たい空胴の近似）

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + k_z^2 f = 0 \quad (3)$$

を解くことで求める。境界条件は、空胴入口で $f=0$ 、空胴出口で波が進行波 ($df/dz|_{z=0} = -ik_z f$) であることを課す。

空胴の Q 値は、本来は場の方程式を解くときにその固有値から決まる ω の虚数部により決まるものであるが、簡単のため、解析的な式を用いて与えることが多い。 Q 値は、空胴内に蓄えられている電磁波のエネルギー W および損失電力 P により $Q = \omega W/P$ で定義され、空胴壁でのオーミック損からくる Q_{ohm} と回折損からくる Q_{dif} に分けられ

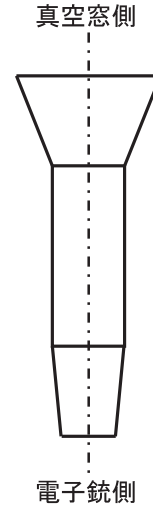


図2 空胴の構造。

る。オーミック損 P_{ohm} は、空胴内の電磁波による壁に流れる電流と表皮効果の厚さ δ で決まるので、 $Q_{ohm} \approx (R_c/\delta) [(\chi_{mp}^2 - m^2)/\chi_{mp}^2]$ がよい近似である。一方回折損 P_{dif} は、空胴内電磁波のエネルギーを、群速度 v_{gr} で空胴長 L を移動する時間で割った程度であるので、 $Q_{dif, min} \approx \omega L/v_{gr} \sim 4\pi(L/\lambda)^2$ である。 λ は自由空間波調である。実際は出口での反射による因子がかかり、 Q_{dif} は $Q_{dif, min}$ の2倍程度の値をとることが多い。

2.5 ジャイロトロン発振

ジャイロトロンはサイクロトロン共鳴メーザー原理を応用していると述べた。サイクロトロン放射の式を示すのは冗長になるため、ここに示すことは避けるが、空胴に入る電子の速度分布は、(理想的には)単一速度からなる。このような分布はエネルギーレベルの分布反転が実現していることに相当し、メーザー原理で発振する。ただし、サイクロトロン放射係数が負になる(発振する)のは、サイクロトロン角振動数 ω_c に対して、 $\omega - n\omega_c \approx 0$ であつ、 $\omega - n\omega_c > 0$ ($n=1, 2, 3 \dots$) を満たすときであり、電子の相対論的効果を考えることではじめて出てくる結果である[25, 26]。

ジャイロトロンでの発振を、サイクロトロン放射の立場ではなく、空胴中において電場と相互作用する電子の運動を考え、電子の運動エネルギーの変化から検討することが通常行われている。ジャイロトロン発振についての研究論文はたくさんあるが[27-34]、この中で Danly & Temkin の論文[34]を参考にして簡単に説明する。

電子のエネルギー変化と運動方程式

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (5)$$

から出発する。変数を規格化するため、 $u = (2/\beta_{\perp 0}^2)(1 - \gamma/\gamma_0)$ 、 $\zeta = \pi(\beta_{\perp 0}^2/\beta_{\parallel 0})(z/\lambda)$ とおく ($\beta = v/c$)。添字 0 は空胴入口での値を表し、 γ は相対論的因子である ($\mathcal{E} = m_e c^2 \gamma$)。弱い相対論的電子ビームに対して、電子の運動は次の2つの方程

式によって記述される。

$$\frac{du}{d\xi} = 2Ff(\xi)(1-u)^{n/2} \sin \theta \quad (6)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \Delta - u - nFf(\xi)(1-u)^{n/2-1} \cos \theta \quad (7)$$

ここで n は高調波の次数を表す。 F は規格化された電場で、

$$F \equiv \frac{E_0}{B_0} \beta_{\perp 0}^{n-4} \left(\frac{n^{n-1}}{n! 2^{n-1}} \right) J_{m \pm n}(k_{\perp} R_b) \quad (8)$$

であり、 f は管軸方向 (ξ 方向) の電場のプロファイル、 B_0 は空洞入口での磁場強度である。 θ は、電磁波の角振動数 ω と、電子の位相 ϕ によって、 $\theta = \omega t - n\phi$ で定義され、時間に対してゆっくりと変化する変数である。 Δ は $\Delta = (2/\beta_{\perp 0}^2)(1 - n\omega_{c0}/\omega)$ で定義される ($\omega_{c0} = eB_0/mc\gamma_0$ は空洞入口でのサイクロトロン角振動数)。

この方程式の、物理的な意味を考えてみる。考えやすい $n=1$ をイメージしながら説明する。 u の定義から、空洞中で電子のエネルギーが増える時、 $u < 0$ である。 (6) 式より $F \sin \theta < 0$ のとき、電子は加速することがわかる。今 $F > 0$ とし、 $\theta = 0$ を $+X$ 方向とする座標系でみると、 $0 < \theta < \pi$ において電子は減速、 $-\pi < \theta < 0$ において加速される。 θ の定義から考えると、この座標では電場は $+X$ 方向を向いており、電子に働く力は $-X$ 方向である。

次に (7) 式を見る。右辺第 3 項が電場による位相の変化であるが、電場による力は $-X$ 方向に向いているため、この力が電子の旋回中心向きになる $\theta = 0$ で、位相の変化率が最大となっている。エネルギーが電子から電磁波に移るためには、減速位相 $0 < \theta < \pi$ にある電子の数が増える(位相集群する)ことが必要である。そのためには $\theta = 0$ 近辺の粒子に対して $d\theta/d\xi > 0$ 、 $\theta = \pi$ 近辺の粒子に対して $d\theta/d\xi < 0$ が要請される。(7) 式第 3 項は、これとは逆の方向であり、第 3 項の効果では自然には電子からエネルギーは引き出せない。

(7) 式の第 2 項は相対論効果による位相変化を表す。粒子が加速すると $u < 0$ であるので、 $d\theta/d\xi$ を大きくする。これは、電子エネルギー ($mc^2\gamma$) が増えると、電子の角速度 (ω_c) が小さくなることに対応している。 $\Delta > 0$ (すなわち $\omega > \omega_{c0}$) のとき、減速 ($u > 0$) により θ が減少しようとする分を補い、電子を減速位相にとどめようとする。一方、加速位相にある電子は、 $d\theta/d\xi > 0$ に働くが、 $\Delta > 0$ でこれを助長し、加速位相から追い出す方向に働く。このように、 $\omega \geq \omega_{c0}$ のとき、電子は減速位相に集群し、その結果、電子からエネルギーを取り出すことができる。

電子の垂直方向のエネルギーのうち電磁波のエネルギーへの変換効率は $\eta_{\perp} = \langle u(\xi_{out}) \rangle$ で計算できる。ここで、 $\langle \rangle$ は、空洞入口での電子の位相による平均を表す。このとき、トータルの効率は

$$\eta \equiv \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \gamma_0^{-1})} \eta_{\perp} \quad (9)$$

である。定常状態では、この η を用いて、空洞中で発振す

るトータルパワーは、

$$P_T = \eta I_b V_k \quad (10)$$

である。ここで、 V_k は空洞-カソード間の電位差、 I_b は空洞に入る電子の電流量 (ビーム電流) である。また、トータルの空洞の Q_T は、空洞内の電磁波のエネルギーを W とすると、

$$Q_T = \frac{\omega W}{P_T} \quad (11)$$

である。(10)、(11) からエネルギーバランスの式 $F^2 = \eta_{\perp} I$ がでてくる。規格化されたビーム電流 I は、

$$I = 0.238 \times 10^{-3} \frac{Q_T I_b [A]}{\gamma_0} \beta_{\perp 0}^{2(n-3)} \frac{\lambda}{L} \left(\frac{n^n}{n! 2^n} \right)^2 \frac{J_{m \pm n}^2(k_{\perp} R_b)}{(\chi_{mp}^2 - m^2) J_m^2(\chi_{mp})} \quad (12)$$

と書ける。なお、空洞出口から出る発振パワー P は、回折損、オーミック損の Q 値を用いて、

$$P = \frac{P_T}{1 + Q_{diff}/Q_{ohm}} \quad (13)$$

である。

空洞内で電磁界のエネルギーに変換されるのは、電子の磁場に垂直速度成分がもつエネルギーである。したがって、ピッチファクタ $\alpha = v_{\perp 0}/v_{\parallel 0}$ が大きいほど、一般に発振出力も大きくなるが、大きすぎると $v_{\parallel 0}$ が小さくなり、空洞を電子が通り過ぎる間に、いったん電磁波に変換されたエネルギーを電子が再び吸収するようになるため、効率 η_{\perp} で見ると下がることもある。同じ理由で空洞長 L は、電子のエネルギーが電磁波に変換されるための時間を確保するという意味で長い方がよいが、長すぎると逆に電子エネルギーに再変換されるため、 L にも最適値がある。

このように、効率 η_{\perp} は電場の振幅 F と空洞長 L および磁場強度 B によって決まる。規格化した空洞長を $\mu = \pi(\beta_{\perp 0}^2/\beta_{\parallel 0}) (L/\lambda)$ と定義すると、 $\eta_{\perp} = \eta_{\perp}(F, \mu, \Delta)$ 、あるいは、 $F^2 = \eta_{\perp} I$ を用いて、 $\eta_{\perp} = \eta_{\perp}(I, \mu, \Delta)$ と表せる。 $\mu = 10$ に対して、 $\Delta = 0.2 \sim 0.6$ のときの I と η_{\perp} の関係を図 3 に示す。ここで、 $f(\xi)$ はガウス分布を仮定した。 $\Delta = 0.2$ では、 $I = 0.0057$ から η_{\perp} はゼロでない値を持つようになり、 η_{\perp} は $I = 0.032$ で極大となった後、減少する。 η_{\perp} に極大値ができる理由は、前に述べたとおりである。一方 $\Delta = 0.4, 0.5, 0.6$ では、 η_{\perp} は I の二価関数の領域がある。 Δ の違いは磁場強度が異なることに相当する。図 3 で $I = 0.03$ に固定して磁場強度を下げっていくと、 Δ は増加し $\Delta = 0.5$ に相当する磁場強度までは η_{\perp} は増加し出力は上がるが、 $0.5 < \Delta < 0.6$ で定常な発振はなくなり、出力は急激にゼロに落ちる。

図 3 で、 $\eta_{\perp} = 0$ となるときの I_b を発振開始電流 I_{start} とよんでいる。運転領域では $I_b < I_{start}$ でも η_{\perp} が値を持つことがあり、この領域の発振をハードエクサイテーションと呼んでいる。高効率が得られる領域はハードエクサイテーシ

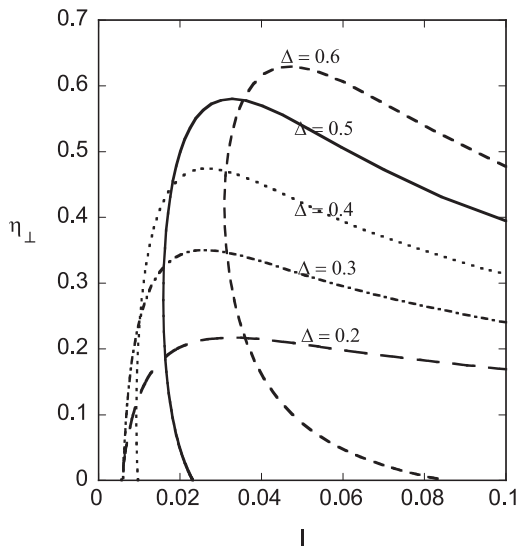


図3 規格化電流に対する効率η_⊥の計算例。

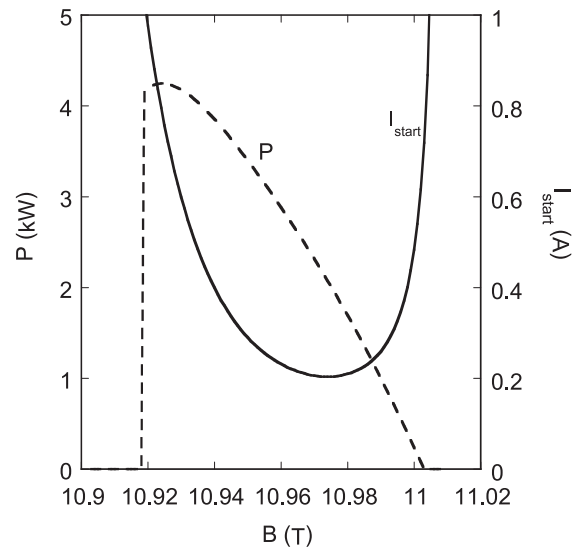


図4 FU CWI を例に取った発振出力 P と発振開始電流 I_{start} の磁場強度依存の計算例。

ンである。この領域で運転するには、スタートアップの方法を考える必要がある[35-37]。

次にη_⊥の線形計算による表式を求めてみる。(7)、(8)でu、θをFの次数によって

$$u = 0 + u_{(1)} + u_{(2)} \tag{14}$$

$$\theta = \theta_0 + \theta_{(1)} + \theta_{(2)} \tag{15}$$

と摂動展開し、ζ方向に積分すると、

$$\langle u_{(2)} \rangle = -|F|^2 \left(n + \frac{\partial}{\partial A_0} \right) \left| \int_0^\mu f' d\zeta \right|^2 \tag{16}$$

が得られる。ここで、 $f'(\zeta) = f(\zeta) \exp(i \int_0^\zeta \Delta d\zeta')$ である。 $\eta_{\perp, \text{lin}} = \langle u_{(2)} \rangle$ であるから、η_{⊥,lin}は(16)式右辺で計算される[20, 30]。

発振開始電流 I_{start} は、そのモードが発振するのに、必要なビーム電流値であり、

$$I_{\text{start}} = \left(V_k \frac{d\eta}{dP_{\text{out}}} \Big|_{P_{\text{out}}=0} \right)^{-1} \tag{17}$$

で計算できる。したがって、 $I_b > I_{\text{start}}$ でないと、安定に発振しない。図4に3.3節で示すFU CWIに対して計算したI_{start}の一例をあげる。I_{start}は、その値が低い方が発振しやすい。しかし、発振出力は、I_{start}が小さいほど必ずしも高いというわけではない。図のようにI_{start}は主磁場強度に対してある幅をもち、その幅の間で極小値をもつ。一方、発振出力Pは、図3で見たように、磁場強度を下げるほど増大し、ある磁場強度をすぎたところで急激に発振がとまる。

2.6 空洞設計

ジャイロトロン空洞設計には、通常、発振振動数、必要出力パワーを前もって与える場合が多い。これを達成するのに最適な発振モードを選ぶ。モードはできるだけ他のモードと孤立して、電子との結合係数が大きなモードが選

ばれる。近くに他モードがあると、発振開始電流からいえば他モードよりも低くて発振しそうにみえても、実際にはモード競合により他モードに発振を抑制されることがある。

結合係数は

$$C = \frac{J_{m \pm n}^2(k_{\perp} R_b)}{\pi(\chi_{mp}^2 - m^2) J_m^2(\chi_{mp})} \tag{18}$$

で定義される。nは高調波の次数である。この表現は電子ビームが高周波電場に対してする仕事 $-\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ を空洞断面にわたって積分することからきている。分母は断面にわたっての積分の規格化定数であるので、分子のベッセル関数が本質的な結合の度合いを示す。このベッセル関数の引数には電子ビーム半径R_bを含むので、入射電子ビームの位置をベッセル関数の極値に選べば結合係数は大きくできる。TE_{mp}モードの波を励起するのに最適な電子ビームの旋回中心の位置は、 $J_{m \pm n}(k_{\perp} R_b)$ が最大となる点である。ベッセル関数は第1ピークが最大値をとるので、通常 $J_{m \pm n}(k_{\perp} R_b)$ が最大となる $k_{\perp} R_b = \chi_{m \pm n, 1}$ を満たすように電子ビーム半径R_bが選ばれる。しかし、主磁場と補助磁場だけではその半径までビームを絞れない場合は、第2、第3ピークで発振させることがある。高出力発振をめざす場合は、R_bが小さいとビームの占める面積が小さいため、エネルギー密度が大きくなってしまいうので、できるだけ大きなR_bとなるようなモードを選ぶことになる。ところで、結合係数は電子のエネルギー変化の解析から出てくる(12)式の右辺にすでにあらわれている。したがって、同じ規格化電流Iを得るのに、結合係数が大きなモードは、実際のビーム電流I_bが小さくてよいことになる。

(18)式分子のベッセル関数の次数にある±は、電子と結合する波が電子と逆向きに回転しているモード(counter-rotating mode)と電子と同じ向きに回転しているモード(co-rotating mode)を表す。電子と逆回転している波でも励起される理由は、空洞中の波は空間構造を持つため、波

全体は電子と逆向きの回転であっても、電子の旋回中心の位置で波を展開すると、電子と同方向に回転するモードがまざってくるので、その中にちょうど電子のサイクロトロン運動と共鳴するモードがあると発振するためである。そのような展開をしたときの、共鳴する波の振幅が $J_{m+n}(k_{\perp}R_b)$ で表される。このとき、発振する波の振動数 ω は電子のサイクロトロン振動数 ω_c の n 倍 ($\omega \approx n\omega_c$; n -次高調波) である。co-rotating mode で $m = n$ の場合、結合定数 C の分子は J_0^2 になるので、 $R_b = 0$ のとき C は最大である。この場合、空洞の中心軸が電子のサイクロトロン運動の旋回中心になる。3.2節の大軌道ジャイロトロン (Large orbit gyrotron; LOG) はこの条件に対応している。

高周波のジャイロトロンを発振するには、高調波を利用することである。同じ周波数の発振を得るために、第2高調波を用いれば基本波を用いるよりも主磁場強度が半分で達成できる利点がある。次数が大きくなるほど、磁場強度は反比例して小さくなり、低磁場でもより高い周波数の波が発振することを期待できるが、(8)式からわかるように、 $\beta_{\perp 0} < 1$ より、 n が大きくなると電場の振幅は小さくなり、発振パワーは小さくなる。モードの孤立度からいえば、次数の高い空洞モードになると、一般的に孤立度は悪くなるため、低次のモードを選ぶことになる。そのため、高周波にするには、空洞半径を小さくせざるを得ず、この点からも高調波発振での発振パワーを大きくするのは難しい。

2.7 モード競合

実際の設計では、複数モードを考慮した電子と波の相互作用を解いて、発振モード、発振パワーを計算する必要がある[11, 38-43]。特に高調波による高周波発振を考える時、近傍の基本波モードとの競合の検討、解析が重要である。例として、La Agusuら[11]が使用した方程式をあげておく。

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} + i(|p|^2 - 1)p = i \sum_s (p^*)^{n_s - 1} f_s \exp[i(\Delta_s \xi + \Psi_s)] \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 f_s}{\partial \xi^2} - in \frac{\partial f_s}{\partial \tau} + n_s \delta_s = I_s \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} p^m d\theta_0 \exp[-i(\Delta_s \xi + \Psi_s)] d\phi \quad (20)$$

ここで、 $p = (u_{\perp}/u_{\perp 0}) \exp[-i(\theta - \theta_0)]$ である。このうち(19)式は形は異なるが、実数部、虚数部がそれぞれ Danly & Temkin の方程式(6)、(7)と本質的に同じものである。 τ は規格化された時間で、(20)式は電磁波の規格化振幅の発振周波数に比べてゆっくりした時間発展の記述を含んでいる。詳細は文献を参照のこと。核融合用ジャイロトロンのモード競合の問題はここでは触れない。文献[37, 44, 45]を参照のこと。

2.8 おわりに

ジャイロトロンの発振原理を簡単に説明した。発振の一般原理については多くの研究があり広く知れ渡っている

が、具体的なジャイロトロンの設計においては、利用目的に応じてどの周波数を選ぶか、どの程度のパワーを必要とするか、また、利用できるマグネットの大きさ・ボア径によっても個々の設計で最適の空洞形状は異なり、その都度よく検討する必要がある。

参考文献

- [1] T. Idehara, T. Tatsukawa, S. Matsumoto, K. Kunieda, K. Hemmi and T. Kanemaki, Phys. Lett. A **132**, 43 (1988).
- [2] T. Idehara, T. Tatsukawa, H. Tanabe, S. Matsumoto, K. Kunieda, K. Hemmi and T. Kanemaki, Phys. Fluids B **3**, 1766 (1991).
- [3] T. Idehara, T. Tatsukawa, I. Ogawa, H. Tanabe, T. Mori, S. Wada, G.F. Brand and M.H. Brennan, Phys. Fluids B **4**, 267 (1992).
- [4] T. Idehara, Y. Shimizu, S. Makino, K. Ichikawa, T. Tatsukawa, I. Ogawa and G.F. Brand, Int. J. Infrared Millim. Waves **18**, 391 (1997).
- [5] T. Idehara, K. Yoshida, N. Nishida, I. Ogawa, M.L. Pereyaslavets and T. Tatsukawa, Int. J. Infrared Millim. Waves **19**, 793 (1998).
- [6] T. Idehara, N. Nishida, K. Yoshida, I. Ogawa, T. Tatsukawa, D. Wagner, G. Gantenbein, W. Kasperek and M. Thumm, Int. J. Infrared Millim. Waves **19**, 919 (1998).
- [7] T. Idehara, K. Ichikawa, I. Ogawa, T. Tatsukawa and G. F. Brand, Int. J. Infrared Millim. Waves **19**, 1607 (1998).
- [8] T. Idehara, S. Mitsudo, M. Pereyaslavets, Y. Shimizu and I. Ogawa, Int. J. Infrared Millim. Waves **20**, 1249 (1999).
- [9] T. Idehara, I. Ogawa, S. Mitsudo, M. Pereyaslavets, N. Nishida and Y. Yoshida, IEEE Trans. Plasma Sci. **27**, 340 (1999).
- [10] T. Idehara, I. Ogawa, La Agusu, T. Kanemaki, S. Mitsudo, T. Saito, T. Fujita and H. Takahashi, Int. J. Infrared Millim. Waves **28**, 433 (2007).
- [11] La Agusu, T. Idehara, H. Mori, T. Saito, I. Ogawa and S. Mitsudo, Int. J. Infrared Millim. Waves **28**, 315 (2007).
- [12] T. Idehara, H. Tsuchiya, O. Watanabe, La. Agusu and S. Mitsudo, Int. J. Infrared Millim. Waves **27**, 319 (2006).
- [13] 岡本 正, 杉森欣三: 核融合研究 **51**, 369 (1984).
- [14] 田辺英彦, 森 竜也, 印牧知廣, 小川 勇, 立川敏明, 出原敏孝, 佐藤信之: 核融合研究 **63**, 117 (1990).
- [15] 坂本慶司, 今井 剛: プラズマ・核融合学会誌 **71**, 5 (1995).
- [16] 坂本慶司: プラズマ・核融合学会誌 **73**, 294 (1997).
- [17] 出原敏孝: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 3 (2001).
- [18] 下妻 隆: プラズマ・核融合学会誌 **82**, 506 (2006).
- [19] *Gyrotron Oscillation Their Principles and Practice*, ed. C.J. Edgcombe (Taylor & Francis, London, 1993).
- [20] G.S. Nusinovich, *Introduction to the Physics of Gyrotrons* (Johns Hopkins Univ. Press, 2004).
- [21] M.V. Kartikeyan, E. Borie and M.K.A. Thumm, *Gyrotrons High-Power Microwave and Millimeter Wave Technology* (Springer-Verlag, Berlin, 2004).
- [22] T. Idehara, K. Shibutani, H. Nojima, M. Pereyaslavets, K. Yoshida, I. Ogawa and T. Tatsukawa, Int. J. Infrared Millim. Waves **19**, 1303 (1998).
- [23] J.M. Baird and W. Lawson, Int. J. Electronics **61**, 953 (1986).
- [24] P.V. Krivosheev, V.K. Lygin, V.N. Manuilov and Sh. E.

- Tsimring, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **22**, 1119 (2001).
- [25] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (New York, Wiley 1966).
- [26] J. Schneider, *Phy. Rev. Lett.* **2**, 504 (1959).
- [27] V.A. Flyagin, A.V. Gaponov, M.I. Petelin and V.K. Yulpatov, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **MTT-25**, 514 (1977).
- [28] A.V. Gaponov, V.A. Flyagin, A.L. Gol'dengerg, G.S. Nusinovich, S.H. E. Tsimring, V.G. Usov and S.N. Vlasov, *Int. J. Electron.* **51**, 277 (1981).
- [29] A.W. Fliflet, M.N. Read, K.R. Chu and R. Seeley, *Int. J. Electron.* **53**, 505 (1982).
- [30] G.S. Nusinovich, *Int. J. Electron.* **64**, 127 (1988).
- [31] N.A. Zavolsky, V.E. Zapevalov and M.A. Moiseev, *Radio-phys. Quantum Electron.* **49**, 275 (2006).
- [32] N.A. Zavolsky, V.E. Zapevalov and M.A. Moiseev, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **21**, 1381 (2000).
- [33] E. Borie and O. Dumbrajs, *Int. J. Electronics* **60**, 143 (1986).
- [34] B.G. Danly and R.J. Temkin, *Phys. Fluids* **29**, 561 (1986).
- [35] E. Borie and B. Jödicke, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **3**, 207 (1987).
- [36] D.R. Whaley, M.Q. Tran, S. Alberti, T.M. Tran and T.M. Antonsen Jr., C. Tran, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1304 (1995).
- [37] K. Sakamoto, A. Kasugai, K. Takahashi, R. Minami, N. Kobayashi and K. Kajiwara, *Nature Physics* **3**, 411 (2007).
- [38] T. Idehara and Y. Shimizu, *Phys. Plasmas* **1**, 3145 (1994).
- [39] O. Dumbrajs, G.S. Nusinovich and A.B. Pavelyev, *Int. J. Electron.* **64**, 137 (1988).
- [40] G. S. Nusinovich, *Int. J. Electron.* **51**, 457 (1981).
- [41] E. Borie and B. Jödicke, *Int. J. Electron.* **72**, 721 (1992).
- [42] K. Kreischer, R.J. Temkin, H.R. Fetterman and W. Mulligan, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **MTT-32**, 481 (1984).
- [43] S.H. Gold and A.W. Fliflet, *Int. J. Electron.* **72**, 779 (1992).
- [44] G.S. Nusinovich, O.V. Sinitsyn, *Phys. Plasmas* **14**, 113103 (2007).
- [45] O. Dumbrajs and T. Idehara, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **29**, 232 (2008).