Microwave Reflection Probe

築島隆繁，武田 進 (名大工)*

(1963年12月19日受理)

ABSTRACT

A microwave probe is proposed, which consists of a waveguide or coaxial cable terminated by a thin insulating material. The probe can be applied to unbounded plasmas whose electron plasma frequencies, ω_p , are higher than the applied microwave frequency ω . The principle is based on the fact that the phase angle of the reflection coefficient is a direct measure of the electron density of the plasmas. The electron densities measured by a waveguide probe are compared for a range of $\omega_p^2/\omega^2 < 10$ with those obtained also by a reflection method which has been developed already by the authors for plasmas

* Takashige Tsukishima and Susumu Takeda

Nagoya University, Nagoya, Japan

bounded in the waveguide. The electron density measured by the probe showed a slightly larger value than the real value for the measured range, and it is shown that this difference is reasonable if the effect of the fringing field outside the probe is taken into considerations. The difference is expected to disappear for the range of $\omega_p^2/\omega^2 \gg 1$. Although an electron density range from 5×10^{11} to $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ are measured by a X-band (9 Gc) waveguide probe in the present experiment, a K-band (35 Gc) probe which is scaled down to a smaller dimension is recommended for higher densities. Finally it is pointed out that the proposed probe is suitable for high density measurement has a good time and space resolutions, insensitive to the magnetic field, needs no auxiliary information of the electron or ion temperatures, and is very simple in treatment and calculation.

§1 Introduction

電子プラズマ周波数 ω_p がマイクロ波周波数 ω よりも大きくなるとマイクロ波はプラズマ中を伝搬しえなくなり、従来の透過法による密度測定は不可能になるが、このような高密度プラズマに対してもその境界面における複素反射係数の位相角から電子密度が求め得られることが筆者の一人により提案され、実験的にも X-band (9000 Mc 帯) マイクロ波を用いて電子密度 $n = 10^{12} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 程度まで測定しうることを示した。^{2) 3)} しかしこれまでの実験は導波管中に作られたプラズマについて行っており、そのまゝでは各種高温発生装置等で作られるプラズマには適用出来ない。

図1に示すようにmm波の導波管の先に薄い絶縁物をはりつけ、これを "probe" としてプラズマ中に挿入すれば、その probe end に於ける反射波の位相角から電子密度が求まる。

以下このような probe を
Microwave Reflection Probe

(又は簡単に microwave probe)

と呼ぶ。同じような名前の probe が S. C. Lin et al.⁴⁾ により提案されたが、彼等の probe では反射係数の絶対値 $|R|$ を測定し $\omega_p/\omega < 1$ の範囲でのみ測定可能であるのに対し、我々の probe はその位相角を測定し $\omega_p/\omega > 1$ の領域に対してのみ適用されうところが根本的に異なっている。

今、規格化電子密度 $\eta \equiv \omega_p^2/\omega^2$ で定義すると、一般に $\eta > 1$ のプラズマの平面境界に垂直にマイクロ波(平面波)が入射する場合、プラズマ内での電場は境界面から遠ざかるにつれて指数函数的に減少する。衝突周波数 ν が ω に較べて無視出来る場合、電場が境界面に於ける値の $1/e$ にまで減少する距り、即ち penetration depth d は次式で与えられる。

$$d = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\eta - 1}} \quad (1)$$

又、反射係数の絶対値 $|R|$ および位相角 θ はそれぞれ

図 1 Microwave probe

$$|R| \sim 1 \quad (2a)$$

$$\theta = 2 \tan^{-1} \sqrt{\eta - 1} \quad (2b)$$

である。¹⁾ ただし λ は真空中の波長。

プラズマのない側では入射波と反射波のため定在波が出来、この定在波の shift 量から θ が計算され、(2) 式から η が求まるが、そうする代りに境界面から等価的に $\lambda/2$ および $\lambda/4$ はなれた位置での定在波振幅 h_1 および h_2 から直接

$$\eta = 1 + \frac{h_2}{h_1} \quad (3)$$

により、 η を求めることが出来る。²⁾ 但し h_1, h_2 はいづれも二乗特性の検波器を用いれば電界強度の二乗に比例している。 η を $\eta (\lambda_g/\lambda)^2$ で置きかえ、(1) 式の λ を管内波長 λ_g で置きかえれば、(1)~(3) は導波管中のプラズマに対してそのまま成立つ式である。

さて、 $\eta \gg 1$ の場合には(1)式により $d \ll \lambda$ となり、マイクロ波とプラズマの interaction region は境界面を含んだ極めて狭い領域に限られるので probe end の外側のプラズマ (unbounded plasma) を導波管中にある (bounded plasma) とみなしても大差ないが、 η が比較的 1 に近いところでは d が大きくなり probe end 近辺での電界分布 (fringing field) の影響がナマにきいてくるので注意を要する。又図 1 に示したような probe はそのまゝではプラズマのないときでも空間に対して matching がとれていないのでマイクロ波は probe end で一部反射される。以上の諸問題を実験的に解決するためにはあらかじめ η のわかったプラズマについて probe を較正しておけばよい。

以下次節では $\eta = 0$ における probe end での反射の問題および fringe effect をやゝ理論的に考察し、§ 3 で probe 較正用実験装置の概要を述べ、最後に § 2 での考察から得られた計算値と実験値との比較検討を § 4 で行う。

§ 2 End Effect

2-1 matching の問題 前節で指適したように probe end は一般に自由空間に対して matching がとれていないので $\eta = 0$ の場合でもマイクロ波は probe end で一部反射される。従ってこのまゝで $\eta > 1$ のプラズマについて測定すれば、プラズマ自身による反射がマスクされ、当然全体として感度が落ちる。これを救う為には E-H tuner

Microwave Reflection Probe

あるいは3-Stub tuner により matching をとってやればよい。しかし、例えば、 $\eta=0$ に対して matching をとったとしても、それが $\eta>1$ の任意の η に対して保証されるかという問題が残る。以下この点に関し、伝送線路による等価回路的解析を行う。

(a) Waveguide probe

(b) Equivalent circuit

図 2

先づ導波管を特性アドミッタンス Y_o の平行線路で置きかえる。 $\eta=0$ の場合 probe end で信号の一部は反射されるが、end での power dissipation はないから図 2 (b) に示したように等価回路では純サスセプタンス Y_e と特性アドミッタンス Y_o の並列アドミッタンスで表わすことが出来る。次に probe end の反射を打消すために probe end から l だけはなれたところに E-H tuner (又は 3 stub tuner) を挿入して matching をとることを考える。等価回路ではアドミッタンス Y_1 でシャントしたことに相等する。 Y_1, Y_e はいづれも純虚数である。さて、A 点の左側から負荷側 (probe 側) をみたときの反射係数 R は

$$R = \frac{Y_0 - (Y_1 + Y_2)}{Y_0 + (Y_1 + Y_2)} \quad (4)$$

で与えられる。ここに Y_2 は $Y_e + Y_0$ の A 点からみたアドミタンスで

$$\frac{Y_2}{Y_0} = \frac{(Y_0 + Y_e) \cos \beta \ell + j Y_0 \sin \beta \ell}{Y_0 \cos \beta \ell + j (Y_0 + Y_e) \sin \beta \ell} \quad (5)$$

で与えられる⁵⁾。ただし β は平行線路の伝搬定数である。以後簡単の為に $Y_i / Y_0 = y_i$;

($i = 0, 1, 2, e, \dots$) と記す。matching 条件は(4)式から

$$1 - (y_1 + y_2) = 0 \quad (6)$$

となる。(5)式を(6)式に代入し、整理すると次式をうる。

$$(y_1 + y_e) \cos \beta \ell + j y_1 y_e \sin \beta \ell + j (y_1 - y_e) \sin \beta \ell = 0 \quad (7)$$

上式の左辺第1項、第2項は純虚数、第3項は実数になっている。(7)式が成立するためには、実数部および虚数部がそれぞれ0でなければならない。従って

$$j (y_1 - y_e) \sin \beta \ell = 0 \quad (8a)$$

$$(y_1 + y_e) \cos \beta \ell + j y_1 y_e \sin \beta \ell = 0 \quad (8b)$$

一般に $\sin \beta \ell \neq 0$ であるから、結局 matching がとれているためには

$$y_1 = y_e \quad (9a)$$

$$\tan \beta \ell = j \frac{2}{y_1} \quad (9b)$$

でなければならない。

さて、プラズマの反射係数 R_p は次式で与えられる：

$$R_p = \frac{1 - \sqrt{1 - \eta}}{1 + \sqrt{1 - \eta}} \quad \text{for } \eta < 1 \quad (10a)$$

$$R_p = \frac{1 + j\sqrt{\eta - 1}}{1 - j\sqrt{\eta - 1}} \quad \text{for } \eta > 1 \quad (10b)$$

Microwave Reflection Probe

従って等価回路におけるプラズマのアドミッタンス y_p は

$$y_p = \sqrt{1-\eta} \quad \text{for } \eta < 1 \quad (11a)$$

$$y_p = -j\sqrt{\eta-1} \quad \text{for } \eta > 1 \quad (11b)$$

と考えるとよい。そして probe をプラズマ中に挿入した場合の等価回路は図3のようになる。

$y_p = \sqrt{1-\eta}$ の場合

には $\eta \rightarrow 0$ で図3の等

価回路は図2(b)に

一致する。こゝでは

$y_p = -j\sqrt{\eta-1}$ の

場合が重要である。

図3において、A点か

らみた $y_e + y_p$ の

アドミッタンス Y_2 は

(5)式右辺の $Y_0 + Y_e$

を $Y_e + Y_p$ で置きかえれば求まる。即ち、

$$y_2 = \frac{(y_p + y_e) \cos \beta \ell + j \sin \beta \ell}{\cos \beta \ell + j (y_p + y_e) \sin \beta \ell} \quad (12)$$

(12) 式を (4) 式に代入し、matching 条件 (9a), (9b) 式を考慮すれば、結局

$$R = \frac{y_1 - 2}{y_1 + 2}, R_p \quad (13)$$

をうる。 y_1 は純虚数であるから、 $|(y_1 - 2)/(y_1 + 2)| = 1$ である。即ち、Rは或る一定の位相角を除けば R_p に等しい。この定位相角は定在波測定器の位置を適当に調節することにより実質的に取除くことが出来る。

以上の考察により、 $\eta = 0$ に対して matching をとっておけば Probe end 個有の反射のためプラズマによる反射がマスクされるという事態は一応避けうる事が明らかになった。上記等価回路では probe end の外側の電場も導波管中と同じように平面波であると仮定している。しかし penetration depth d が大きい場合には実際の電場は円筒波ないしは球面波的になっていると考えられる。このような fringing field の影響を次に考

察する。

2-2 Fringing Field の影響 Probe end での反射係数の位相角から電子密度を算出するためには end の外側の電界分布を厳密に解かなければならない。これは非常に繁雑であるので、ここでは大体的見通しをうるため、物理的考察をもとにして簡単な半実験式を導く。

境界面が導波管中にあるとき、境界面からプラズマ側へ距り x はなれたところの電場 $E_W(x)$ は

$$E_W(x) = E(0) e^{-x/d} \quad (14)$$

で与えられるが、probe の場合、外側の fringing field を一種の dipole field で近似し、probe end の中心から距り x における電場 $E_p(x)$ を

$$E_p(x) \simeq E(0) \left(\frac{x_0}{x+x_0} \right)^2 e^{-x/d} \quad (15)$$

と仮定しよう (Appendix 参照)。 $x_0^2/(x+x_0)^2$ は field が dipole 的であるための減衰の度合を表わしている。 x_0 は probe 断面の dimension に関連した量である。(15)式は(14)式よりはやく減衰するので、改めて実効的 penetration depth d' を導入し

$$E'_p(x) = E(0) e^{-x/d'} \quad (16)$$

と置く。 x の或る値に対して $E_p(x) = E'_p(x)$ とおけば (15), (16) 式から d と d' の関係式がえられる。§1でも少し述べたように、 $\eta \gg 1$ では $d \approx d'$ となるべきだから $x \ll x_0$ でなければならない。一方 $\eta \gtrsim 1$ では d が大きくなり fringing field の effect がきいてくるので $E_p(x) = E'_p(x)$ を満たすべき x はかなり大きな値をとらなければならないだろう。従って x は一般に η の関数である。今 $x = d$ とすれば上記性質がほぼ満たされる。 x_0 の値は実験値と合うように後で定めることにする。(15), (16) 式に $x = d$ を代入し両者を等しいとおけば、

$$\frac{d'}{d} = \frac{1}{1 + 2 \ell_n(1 + d/x_0)} \quad (17)$$

をうる。 d' に対応する見かけ上の規格化密度 η' は

$$d' = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\eta' - 1}} \quad (18)$$

から求まる。図4に d'/d および種々の x_0/λ_g 値に対する η'/η の値を d/x_0 の函数として画いた。導波管中のプラズマに対し(1)式は次のように書きなおすことが出来る。

$$\frac{d}{x_0} = \left\{ 2\pi \cdot \left(\frac{x_0}{\lambda_g} \right) \sqrt{\eta \left(\frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2 - 1} \right\}^{-1} \quad (19)$$

x_0/λ_g および λ_g/λ を与えれば d/x_0 から η が決まる。 $\lambda = 3.16 \text{ cm}$, $\lambda_g = 4.4 \text{ cm}$

および $x_0/\lambda_g = 0.613$

とした場合の η' と η の関係を図5に示した。

図4からわかるように、
 $d/x_0 < 0.05$ では $\eta'/\eta < 1.2$ となっている。これは図5では $\eta > 15$ の領域に相当する。 η が1に近いところでは η'/η は大きくなるが、同じ d/x_0 の値に対し x_0/λ_g が大き程 η'/η は小さくなる。これは penetration depth に較べて probe 断面の dimension が大きい程 fringing field の影響は小さくなるという物理的 image に一致する。

図. 5 $x_0/\lambda_g = 0.63$ の場合の η と η の関係

§ 3 Experimental Apparatus and Procedure

Laboratory plasma として電子密度が最高 10^{13} cm^{-3} 程度のものであれば割合手軽に作れるので、実験は X-band のマイクロ波により行った。この場合 probe としてはやゝ大きい dimension となるが、波長、導波管の寸法等を比例的に小さくすれば mm 波の probe に対する知識が得られる。

直径 25.2 mm, 長さ 46.5 mm のジュラルミン製円筒形放電箱内に作られた recombination-controlled after glow plasma を校正用プラズマとして用いた。円筒形放電箱の一端は薄いマイカ板で仕切られ、同径の円形—矩形変換用テーパ導波管に接続されており、他端は microwave probe を捜入出来るように窓を設けた金属板で蓋をしてある。金属板の内側は一面にマイカ板を張付けてあり、probe はその先端がマイカ板に密着するように捜入してある。microwave probe としては X-band 用標準矩形導波管 (高さ 10 mm, 巾 23 mm) の高さを 3 mm まで テーパー状に絞ったもの (これを waveguide probe と呼ぶ) および 10 D-2 V 同軸ケーブルのヨリ線で出来ている外部導体を銅パイプと取りかえたもの (これを coaxial probe と呼ぶ) を用意した。

waveguide probe の先をテーパー状に絞った理由は space resolution を良くするためとプラズマに対する

disturbance を少なくする為である。テーパ

導波管、放電箱および

waveguide probe の

スケッチを図 6 に示した。

放電箱には 0.3 mmHg のアルゴン・ガスを封入し、

放電箱の中央部に取り付け

である電極に巾 $10 \mu \text{ sec}$,

電圧数 KV の DC pulse

を約 100 pps の繰返しで印加して放電管を起させる。

afterglow の極く初期では電子密度 $n = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度の空間的に一様なプラズマが得られた。

図 6 テーパー導波管、放電箱および Wave guide probe のスケッチ

Microwave Reflection Probe

図7に測定回路の系統図を示した。図には示していないが、クライストロンから供給される microwave は magic T で二つに分けられ、放電箱の両端に導かれる。テーパ導波管につながる分枝での二つの定在波振巾 h_1 , h_2 から(3)式を用いて規準となる電子密度 η を算出し、probe 側の分枝での定在波振巾 h_1' , h_2' から見かけの電子密度

図7 較正装置の系統図

η' を求める。両側の分枝に挿入してある movable short はそれぞれの分枝における定在波検出器 (SWD) の正確な位置を決めるのに用いる。probe 側の分枝には matching probe が挿入してあり、これにより probe と放電箱を切り離れた状態で自由空間に対して予め matching をとっておき、しかる後放電箱に接続する。probe の先に図6に示したようなフランジをつけた場合と、フランジのない場合とでは probe end での反射係数が異なるので注意を要する。本実験ではフランジをつけた状態で matching をとった。本実験でのマイクロ波の周波数は $f = 9488 \text{ MC/sec}$, これに対する自由空間波長は $\lambda = 3.16 \text{ cm}$ 矩形導波管の管内波長は $\lambda_g = 4.4 \text{ cm}$, 円形導波管内の管内波長は 4.65 cm である。又矩形および円形導波管内での cutoff density はそれぞれ $0.58 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ および $0.516 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。

§4 Result and Discussion

waveguide probe による測定結果の一例を図8に示した。図7の h_1 , h_2 から求めた η を横軸に、又 h_1' , h_2' から求めた η' を縦軸にとってある。・印は測定点で、十字の大きさは定在波測定器の位置値を仮りに $\pm 0.1 \text{ mm}$ ずらした場合の誤差範囲を示してある。又実線は(17)式による計算値で、 $\eta = 4$, $\eta' = 5.5$ の一点で実験と合うように x_0/λ_g の値を選んだ。測定点の全範囲に亘って計算値と実験はかなりよく一致している。従って probe

図8 実験値と計算値
の比較

を較正するには η の二、三の点について比較測定を行い、probe 常数 x_o/λ_g の値を求めておけば十分であろうと考えられる。 x_o/λ_g の値が問題になるのは η の比較的小さいところ ($\eta < 10$) で、 η が或る程度以上になると図4からもわかるように η'/η の値は x_o/λ_g の値は x_o/λ_g の値に余り依存しなくなる。種々の x_o/λ_g 値に対し、 $\eta'/\eta < 1.2$ となる η の値を表1に示した。

coaxial probe による測定値は実験の範囲内でかなり大きな値を示した ($\eta'/\eta \approx 5$)。その理由として、coaxial probe の fringing field は waveguide probe の場合よりもはやく減衰しており、従って等価的な penetration depth が更に小さくなっているためであろうと考えられる。 $\eta \gg 1$ では coaxial probe を用いても $\eta' < \eta \approx 1$ になるものと推定される。

表.1 $\eta'/\eta < 1.2$ となる η の値

x_o/λ_g	0.5	0.63	0.7
η	22	15	11

これまで probe end の境界面で電子密度は段階的に変化していると仮定して話を進めてきたが、以下この点を吟味する。境界に於ける sheath の厚さは Debye length λ_D の

数倍程度と考えてよいだろう。電子の熱的平均速度を v_T とすれば $\lambda_D \sim v_T/\omega_p$ と表わされる。一方 sheath の厚さが問題になるのは penetration depth d が非常に小さい場合で、このとき(1)式から $\eta \gg 1$ とすれば $d \sim c/\omega_p$ となる。ここに c は光速である。従って $\lambda_D/d \sim v_T/c$ となる。 $T = 10^6$ K 程度のときでも $v_T/c \ll 1$ であるから、普通のプラズマに対しては d は sheath の厚さに較べて十分大きいと考えてよく、近似的に電子密度は境界面で階段的に変化しているとして取扱って差支えない。即ち sheath の effect が計算に入らぬのは反射法の長所である。

次に磁場の影響を考える。 $\nu/\omega = 0$ の場合の magneto-plasma の比誘電率 ϵ は次式で与えられる (Appleton-Hartree dispersion relation) ⁶⁾

$$\epsilon = 1 - \frac{\eta}{1 - \frac{1}{2} r_T^2 / (1 - \eta) \pm \left[\frac{1}{4} r_T^4 / (1 - \eta)^2 + r_L^2 \right]^{1/2}} \quad (20)$$

ただし $r_T = r \sin \theta$

$r_L = r \cos \theta$

$r = \omega_c / \omega$

$\omega_c =$ 電子サイクロトロン周波数

$\theta =$ 磁場 $\vec{B}$ とマイクロ波の伝搬方向 $\vec{k}$ とのなす角

§ 1 の(1)~(3)式は $\epsilon = 1 - \eta$, $\eta > 1$, として導かれたものであるが, ordinary wave ($\theta = \pi/2$, $\vec{E} \parallel \vec{B}$, $\vec{E}$: 電場ベクトル) に対して (20) 式は $\epsilon = 1 - \eta$ となり磁場の大きさに無関係になる。 extraordinary wave ($\theta = \pi/2$, $\vec{E} \perp \vec{B}$) に対しても $r^2 \ll \eta$, 即ち $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$ であれば (20) 式は $\epsilon \sim 1 - \eta$ となるので(1)~(3)式はそのまま使える。

磁場の圧力とプラズマの圧力が釣り合っている場合には

$$n \kappa T \simeq \frac{H^2}{8\pi} \quad (21)$$

である。ただし κ は Boltzmann 常数。(21) 式は

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_c} \simeq \left(\frac{c}{v_T} \right)^2 \quad (26)$$

のように書きなおすことが出来る。従って $T < 10^6$ K では $v_T^2 \ll c^2$ であるから

$$\omega_p^2 \gg \omega_c^2 \text{ となっている。}$$

以上の議論により microwave reflection probe の諸特徴は次のように要約される。

- 1) 時間的, 空間的分解能が秀れている。
- 2) 高密度プラズマの測定に適しており, 一つの probe で広範囲の測定が可能である。
- 3) 電子密度, イオン温度等の値がわからなくても電子密度が求まる。
- 4) sheath の影響を考えなくてもよい。
- 5) 磁場の影響は実質的に無視出来る。
- 6) 他の probe の場合と同様に, probe を挿入したことによるプラズマの disturbance が serious でない場合にのみ適用出来る。

Appendix Dipole field の計算

dipole moment を $\vec{p}$, $\vec{p}$ と dipole の中心からの距り $\vec{r}$ とのなす角を θ とすれば, 点 (r, θ) における potential $V(r, \theta)$ は

$$V(r, \theta) = \frac{p}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{\cos\theta}{r^2} \quad (\text{A.1})$$

で与えられる。 $\vec{p}$ を z 軸と平行になるようにし, y 軸に沿って単位長さ当り N 個の dipole が無限に並んでいる場合 (即 probe end の fringing field をこのような dipole 列による field で近似する), 距り x における potential $V(x)$ は

$$V(x) = \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y, z) \cdot N \cdot dy \quad (\text{A.2})$$

となる。但し $x = r \sin\theta \cdot \sin\psi$, $y = r \sin\theta \cos\psi$, $z = r \cos\theta$,

ψ は $-y$ 軸からはかった方角位。 x の値を固定して (A.2) の積分を遂行すれば次式をうる。

$$V(x) = -\frac{Np}{4\epsilon} \cdot \frac{\cos\theta}{x} \quad (\text{A.3})$$

従って, x における θ 方向の電場 $E_\theta(x)$ は

$$E_{\theta}(x) = -\frac{1}{x} \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{N p}{4 \epsilon} \cdot \frac{\sin \theta}{x^2} \quad (\text{A.4})$$

$$\therefore [E_{\theta}(x)]_{\theta=\frac{\pi}{2}} \propto \frac{1}{x^2} \quad (\text{A.5})$$

(A.5) 式をそのまま使うと $x \rightarrow 0$ で発散するので, probe end の断面の dimension に関係した量 x_0 を導入し, fringing field を次式で近似する。

$$[E_{\theta}(x)]_{\theta=\frac{\pi}{2}} \propto \left(\frac{x_0}{x+x_0} \right)^2 \quad (\text{A.6})$$

参考文献

- 1) S. Takeda and M. Roux, J. Phys. Soc. Japan, 16 95 (1961).
- 2) T. Tsukishima and S. Takeda, J. Appl. Phys. 33, 3290 (1962).
- 3) S. Takeda and T. Tsukishima, J. Phys. Soc. Japan, 18, 426 (1963)
- 4) S.C. Lin et al, Phys. Fluids, 5, 1633 (1962).
- 5) 例えば霜田光一, マイクロウエーブ, (共立全書 108, 昭和30年9月)
- 6) J.A. Ratcliffe, The Magneto-Ionic Theory and Its Applications to the Ionosphere (Cambridge, University press, 1959).