



Title	運動する不均一Plasma Slabによる平面電磁波の反射係数について
Author(s)	風間, 輝雄; Kazama, Teruwo; 深井, 一郎 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 66, 23-33
Issue Date	1973-03-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41114
Type	departmental bulletin paper
File Information	66_23-34.pdf



運動する不均一 Plasma Slab による 平面電磁波の反射係数について

風 間 輝 雄* 深 井 一 郎*

(昭和 47 年 9 月 30 日受理)

Electromagnetic Reflectivity of Nonuniform Moving Plasma Slab

Teruwo KAZAMA and Ichiro FUKAI

(Faculty of Engineering, Hokkaido University, Sapporo)

(Received September 30, 1972)

Abstract

Moving nonuniform plasma slabs, can be divide dinto the following two types, (1) a moving plasma slab which has nonuniform velocity on the moving velocity profile, and (2) a slab which has a nonuniform plasma density on the plasma density profile. Also, it can do it next two states of the plasma medium, (1) isotropic, (2) anisotropic. In this aper, the reflection coefficient of a plane monochromatic electromagnetic wave incident on an idealized laminar plane stratified plasma stream with a arbitrary incident angle was determined. This was accomplished by applying the principle of invariant imbedding to derive a differential equation which is of the Riccati type. This was solved approximately for the case of a plasma stream with the above described combinations with special consideration to a slab which has a parabolic velocity and a plasma density profile of the form respectively.

1. ま え が き

不均一な媒質による電磁波の反射や透過の問題については大気中の電波伝播の研究と相俟って多くの研究がなされて来た。この問題についてはいわゆる幾何光学的に論じたものが非常に多い。また最近運動する媒質による電磁波の反射や透過の問題について非常に多くの論文が発表されている。しかしその殆んどが均質な半無限状媒質または Slab 状媒質を取扱ったものであり、不均質なものについては余り見かけない^{1~3,6~10}。ここでは N. H. Kritikos¹⁾ 等が Principle of Invariant Imbedding を用いて Jet 気流をモデルに解析したのと同様の手法を運動する不均一な Plasma Slab に適用し解析を行った。

さて、Plasma Slab について考えると、Slab の厚さが入射波の波長に比べて非常に厚い時以外は Plasma の拡散等の為厚さ方向に対しては一樣と見做し得ないであろう。従ってこの様な場合の運動 Plasma の不均一性としては次の様な状態が考えられる。(1) 一樣な Plasma 密度をもった Slab が Jet として流れているが、その流れは中心より縁へ行くにつれ速度が遅くなり(速度に分布をもつ)、この為媒質の見かけ上の誘電率が不均一となる。(2) Plasma Slab 全体は一樣な速度で流れているが、中心より離れるに従い Plasma 密度が減少し(密度に分布をもつ)、この

* 電気工学科 電気磁気講座。

為媒質の誘電率が不均一になる場合が考えられる。また媒質としては (a) 非磁化 Plasma, (b) 磁化 Plasma (Slab の運動方向に無限大磁界を加えたもの) があり, 本文中ではそれぞれの組合せで解析を行った。但し, ここで取扱っている Plasma は非圧縮性, 無損失 Plasma である。

文献 1) によると, 媒質に不均一性がある場合の平面波の反射係数は次式で示される Riccati 型の非線型微分方程式で与えられる。

H 波に対して,

$$\frac{dR}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{k_z}{n^2} \right) \frac{n^2}{2k_z} - 2ik_z R - \frac{d}{dz} \left(\frac{k_z}{n^2} \right) \frac{n^2}{2k_z} R^2 \quad (1)$$

E 波に対して,

$$\frac{dR}{dz} = \frac{dk_z}{dz} \frac{1}{2k_z} - 2ik_z R - \frac{dk_z}{dz} \frac{1}{2k_z} R^2 \quad (2)$$

ここで, R は反射係数, k_z は媒質中の伝播定数, $i^2 = -1$, n は媒質の波動インピーダンスである。また H 波とは入射平面波を二つの偏波に分けた時, 入射面に平行な電界成分を有する偏波であり, E 波とは直角な成分をもつ偏波である。

(2) 式よりわかるように, 媒質の誘電率は E 波には無関係であるから, 以下 H 波についてのみ論ずることにする。

2. 均一 Plasma Slab

始めに, 媒質に不均一性がない場合について考えると, 運動する Plasma Slab の反射係数は C. Yeh^{4,5)} によると E 波, H 波とも次式の様に表わされる。ここで, 伝播軸を z 軸に取り, y 軸方向には変化がないものとし, 波は z 軸の負方向へ伝播し, 媒質は x 軸の正方向へ運動するものとする, E 波については,

$$r_E = \frac{E_r}{E_0} = -\frac{i(\omega_p/\omega)^2 \sin(\eta_x k_0 d) \exp(-2ik_0 d \cos \theta_0)}{2\eta_x \cos \theta_0 \cos(\eta_x k_0 d) - i(\eta_x^2 + \cos^2 \theta_0) \sin(\eta_x k_0 d)} \quad (3)$$

$$t_E = \frac{E_t}{E_0} = \frac{2\eta_x \cos \theta_0 \exp(-ik_0 d \cos \theta_0)}{2\eta_x \cos \theta_0 \cos(\eta_x k_0 d) - i(\eta_x^2 + \cos^2 \theta_0) \sin(\eta_x k_0 d)} \quad (4)$$

H 波については,

$$r_H = \frac{H_r}{H_0} = \frac{i(m_x^2 - \cos^2 \theta_0) \sin(k_0 d \eta_x) \exp(-2ik_0 d \cos \theta_0)}{2m_x \cos \theta_0 \cos(k_0 d \eta_x) - i(m_x^2 + \cos^2 \theta_0) \sin(k_0 d \eta_x)} \quad (5)$$

$$t_H = \frac{H_t}{H_0} = \frac{2m_x \cos \theta_0 \exp(-ik_0 d \cos \theta_0)}{2m_x \cos \theta_0 \cos(k_0 d \eta_x) - i(m_x^2 + \cos^2 \theta_0) \sin(k_0 d \eta_x)} \quad (6)$$

$$\eta_x = (\cos^2 \theta_0 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}, \quad m_x = \eta_x / \{1 - (\omega_p/\omega)^2(1 - \beta_x^2)/(1 - \beta_x \sin \theta_0)^2\} \quad (7)$$

ここで, $\beta_x = v_x/c$, c は光速, d は Slab の厚さである。(3), (4) 式からも分るように, 媒質の誘電率は E 波には影響を与えない。

3. 不均一 Plasma Slab

3.1 不均一性として媒質の運動速度に分布がある場合

図 1 に示されるような座標系において, x 軸方向については $-\infty \leq x \leq \infty$, z 軸方向については $0 \leq z \leq d$ の領域が様な密度の Plasma で満たされているものとする。いまこの Plasma Slab の $z=0$ の x - y 平面上に任意の入射角 θ_i で平面波が入射する。また, この Slab が x 軸と平行に次式で示されるような放物線型の速度分布をもって運動すると仮定する。

$$\beta_x = \beta_0 \{1 - (2z/d - 1)^2\}, \quad \beta_0 = v_x/c \quad (8)$$

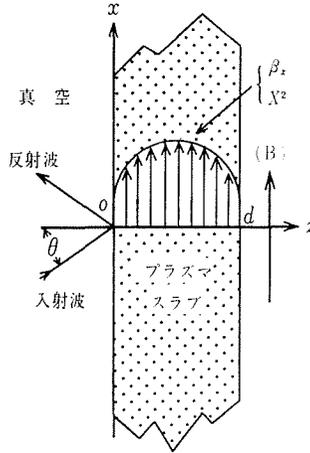


Fig. 1. Geometry of the problem

ここで、 d , v_x , c はそれぞれ、Plasma Slab の厚さ、Slab の中心に於ける運動速度、及び光速である。

3.1.1 Slab が非磁化 Plasma である時

静止中の非磁化 Plasma の誘電率はテンソル表示で次の様に表わされる。

$$\epsilon' = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon'_p & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon'_p & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon'_p \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} \epsilon'_p &= 1 - X^2 \\ X &= \omega_p / \omega' \end{aligned} \quad (9)$$

次に、伝播軸を z 軸取り、Plasma 中での x 軸、 z 軸方向への伝播定数、 k_x , k_z は運動の影響を受けず、

$$k_z = k_0 (\cos^2 \theta_i - X^2)^{1/2}, \quad k_0^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \quad (10)$$

$$k_x = k_0 \sin \theta_i \quad (11)$$

また Plasma の波動インピーダンス n^2 は運動の影響を受けて、

$$n^2 = 1 - X^2 \frac{(1 - \beta_x^2)}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} \quad (12)$$

いま、Slab の運動速度 v_x が光速 c に比し、非常に小さいと仮定すると、(8), (10), (12) 式を (1) 式へ代入し次式が得られる。

$$\frac{dR}{dz} = 4\beta_0 \frac{1}{d} \left(1 - 2\frac{z}{d}\right) \frac{X^2}{1 - X^2} \sin \theta_i - 2ik_z R - 4\beta_0 \frac{1}{d} \left(1 - 2\frac{z}{d}\right) \frac{X^2}{1 - X^2} \sin \theta_i R^2 \quad (13)$$

ここで、 R は β_0 のべき級数に展開出来るものと仮定し、次式のように置く。

$$R = \beta_0 R_0 + \beta_0^2 R_1 + \beta_0^3 R_2 + \dots \quad (14)$$

$\beta_0 \ll 1$ であるから、 β_0 の 1 次の項に着目し、(14) 式により、(13) 式を整理すると、

$$\frac{dR_0}{dz} = \frac{4}{d} \left(1 - 2\frac{z}{d}\right) \frac{X^2}{1 - X^2} \sin \theta_i - 2ik_0 \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2} R_0 \quad (15)$$

従って、(15) 式を解いて、

$$R_0 = i \frac{4X^2}{1 - X^2} \frac{\sin \theta_i}{2k_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}} \left(2\frac{z}{d} - 1 + \frac{i}{k_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}}\right) + C \exp(-2ik_0 z \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}) \quad (16)$$

ここで、 C は積分定数で、境界条件 $z=d$ の時、 $R_0=0$ より求まり、よって R_0 は、

$$R_0 = i \frac{4X^2}{1-X^2} \frac{\sin \theta_i}{2k_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}} \left[\left\{ 2 \frac{z}{d} - 1 - \exp(ik_0(d-z)\sqrt{\cos^2 \theta_0 - X^2}) \right\} \right. \\ \left. + \frac{i}{k_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}} \{ 1 - \exp(2ik_0(d-z)\sqrt{\cos^2 \theta_0 - X^2}) \} \right] \quad (17)$$

故に、Plasma Slab の入射面に於ける反射係数は上式で $z=0$ と置くことにより、

$$R_{(z=0)} = 4\beta_0 \frac{X^2}{1-X^2} \sin \theta_i f(k_0 d) \quad (18)$$

ここで、 $f(k_0 d)$ は反射係数の位相を与え、

$$f(k_0 d) = \frac{-i}{2k_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}} \left[\{ 1 + \exp(2ik_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}) \} \right. \\ \left. - \frac{i}{k_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}} \{ 1 - \exp(2ik_0 d \sqrt{\cos^2 \theta_i - X^2}) \} \right] \quad (19)$$

3.1.2 Slab が無限大磁化 Plasma である時

静止時の誘電率は、

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon'_p & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon'_p = 1 - X^2 \quad (20)$$

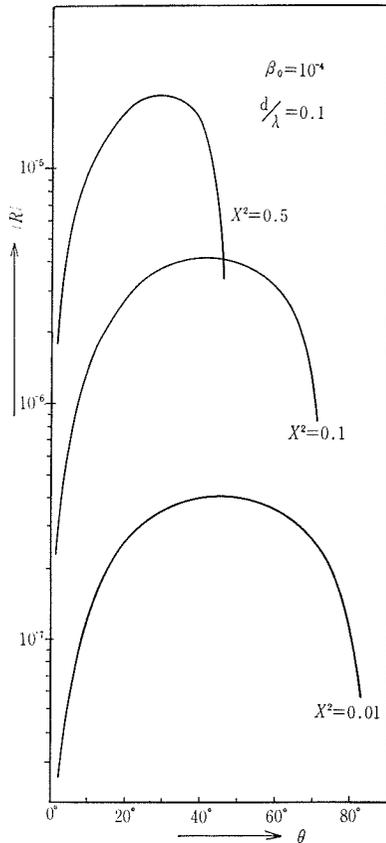


Fig. 2. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma without magnetic field)

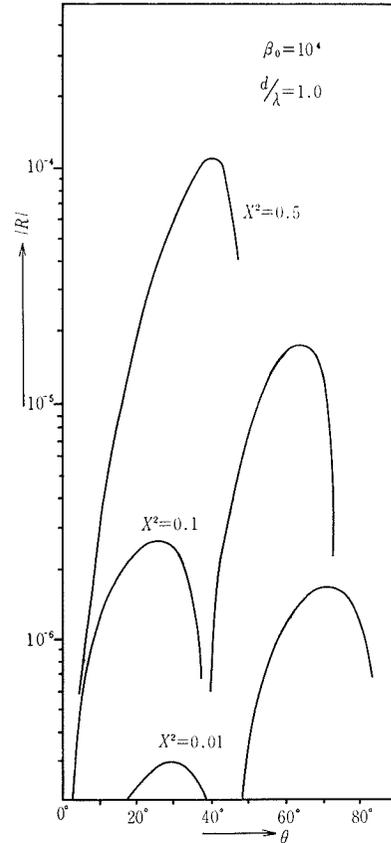


Fig. 3. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma without magnetic field)

ここで, 3.1.1 の場合と同様に軸を取ると, k_x は同じで, k_z は,

$$k_z = k_0 \sqrt{\epsilon_p} \cos \theta_i \quad (21)$$

ここで, ϵ_p は運動の影響を受けて, (20) 式より,

$$\epsilon_p = \epsilon_0 \left\{ 1 - X^2 \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} \right\} \quad (22)$$

また, Plasma の z 軸方向への伝播波に対する波動インピーダンスは無有限大磁界のため,

$$n = 1 \quad (23)$$

従って, (21), (22), (23) 式を (1) 式へ代入し, $\beta_0 \ll 1$ の条件のもとに整理すると,

$$\frac{dR}{dz} = 2\beta_0 \frac{1}{d} \left(1 - 2\frac{z}{d} \right) \frac{X^2}{1 - X^2} \sin \theta_i - 2ik_0 \left\{ \sqrt{1 - X^2} - \beta_0 (1 - \sqrt{1 - X^2}) \sin \theta_i \right\} \\ \times \cos \theta_i R + 2\beta_0 \frac{1}{d} \left(1 - 2\frac{z}{d} \right) \frac{X^2}{1 - X^2} \sin \theta_i R^2 \quad (24)$$

ここで, R が非磁化の場合と同様に, β_0 のべき級数に展開出来るものと仮定し, (14) により整理すると,

$$\frac{dR_0}{dz} = 2\frac{1}{d} \left(1 - 2\frac{z}{d} \right) \frac{X^2}{1 - X^2} \sin \theta_i - 2ik_0 \sqrt{1 - X^2} \cos \theta_i R_0 \quad (25)$$

従って, (25) 式を解いて,

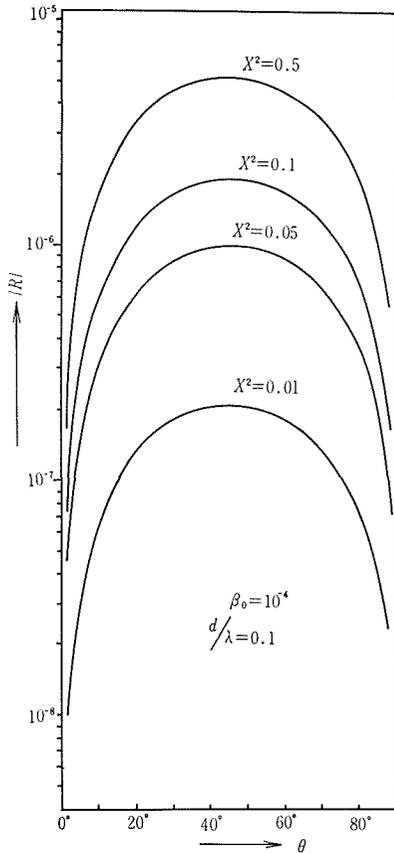


Fig. 4. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma with infinitely strong magnetic field)

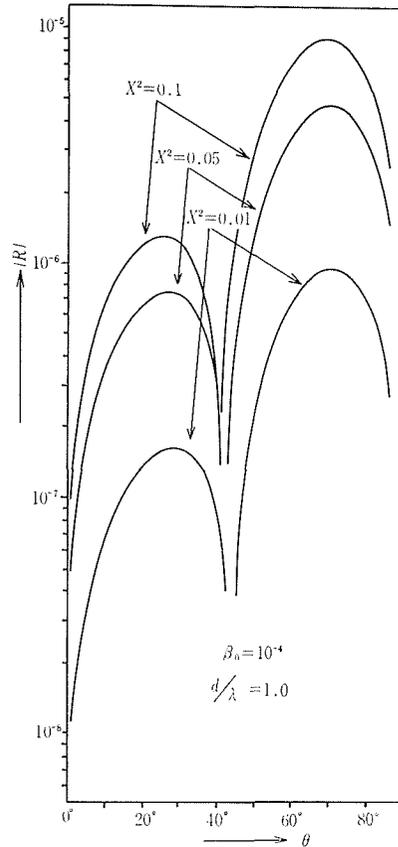


Fig. 5. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma with infinitely strong magnetic field)

$$R_0 = 2i \frac{X^2}{1-X^2} \frac{\sin \theta_i}{2k_0 d \sqrt{1-X^2} \cos \theta_i} \left(\frac{2^z}{d} - 1 + \frac{i}{k_0 d \sqrt{1-X^2} \cos \theta_i} \right) + C \exp(-2ik_0 z \sqrt{1-X^2} \cos \theta_i) \quad (26)$$

C は積分定数で境界条件 $z=d$ の時, $R_0=0$ より求まり, 従って,

$$R_0 = 2i \frac{X^2}{1-X^2} \frac{\sin \theta_i}{2k_0 d \sqrt{1-X^2} \cos \theta_i} \left[\frac{2^z}{d} - 1 - \exp\{2ik_0(d-z)\sqrt{1-X^2} \cos \theta_i\} + \frac{1}{k_0 d \sqrt{1-X^2} \cos \theta_i} \{1 - \exp(2ik_0(d-z)\sqrt{1-X^2} \cos \theta_i)\} \right] \quad (27)$$

故に, Plasma Slab の入射面における反射係数は (27) 式で $z=0$ と置いて,

$$R_{(z=0)} = 2\beta_0 \frac{X^2}{1-X^2} \sin \theta_i f(k_0 d) \quad (28)$$

3.1.3 数値計算例

図 2, 3 に非磁化 Plasma, 図 4, 5 に無限大磁化 Plasma の入射角に対する反射係数の関係を示す。図からもわかるように, 非磁化及び無限大磁化の場合とも, Plasma 密度が小さい場合, 両者は非常に似た特性を示す。これは本質的には密度が小さい時, Plasma の電磁波へ及ぼす効果, すなわち非磁化 Plasma の場合の等方性と無限大磁化 Plasma の場合の異方性の効果に余り差がない為であろう。従って, 式より X^2 が小さい範囲では $R_{(B=0)} \simeq R_{(B=\infty)}$ なる関係がわかる。しかし, X^2 が大きくなると, Plasma に無限大磁界を加えるか否かによる等方性, 異方性の差が顕著に現われ, 入射角が増すにつれ, Plasma の境界面と平行な (x 成分) 誘電率成分による効果が大きく現われ, 反射係数が次第に減少し, ついに Plasma 中で透過波が減衰する領域へ入る (ここでは, 非減衰領域のみを取扱っているので, このような入射角の領域は除外してい

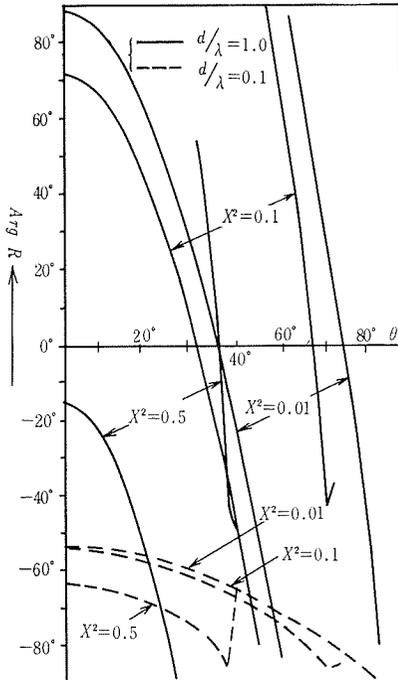


Fig. 6. The phase of reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma without magnetic field)

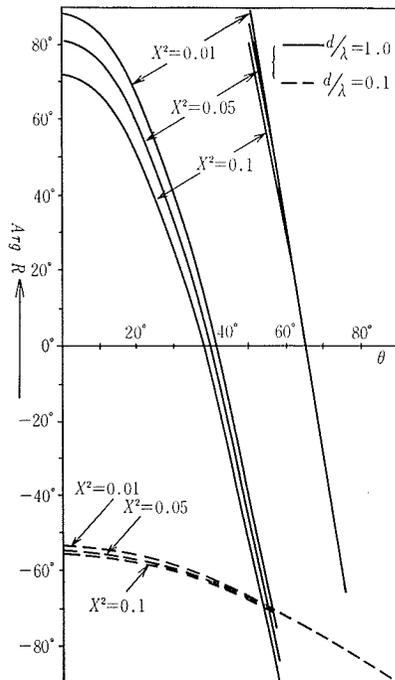


Fig. 7. The phase of reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma with infinitely strong magnetic field)

る)。しかし、無限大磁化の場合にはこのような領域を持たず、全ての入射角で反射係数をもつ。また Brewster 角は媒質の運動速度に無関係で、かつ Slab の厚さがある値より小さい範囲では存在しない。図 6, 7 は非磁化の場合及び無限大磁化の場合の入射角に対する反射係数の位相角の関係を示す。

3.2 不均一性として媒質の密度に分布がある場合

3.1 の場合と同様の座標系において、図 1 に示されるように、Slab の Plasma 密度が z 軸方向に次式で示されるような放物線型の分布をしていると仮定する。

$$X_x^2 = X_0^2 \left\{ 1 - \left(2 \frac{z}{d} - 1 \right)^2 \right\}, \quad X_0 = \omega_p / \omega \quad (29)$$

ここで、 ω_p は Slab の中心における Plasma 角周波数である。

3.2.1 Slab が非磁化 Plasma である時

静止している場合の非磁化 Plasma の誘電率は (9) で与えられる。また、伝播軸として z 軸を取ると、Plasma 中での、 x 軸、 z 軸方向への伝播定数は、それぞれ (11)、(10) 式で与えられる。Plasma の伝播軸方向の波動インピーダンスは運動の影響を受けて、

$$n^2 = 1 - X_0^2 \left\{ 1 - \left(2 \frac{z}{d} - 1 \right)^2 \right\} \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} \quad (30)$$

いま、プラズマ密度が 1 に比べ非常に小さいと仮定する。従って、 $X_0^2 \ll 1$ の条件のもとに (10)、(30) 式を (1) 式へ代入し、

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dz} = & X_0^2 \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{z}{d} \right) \frac{(1 - \beta_x^2) \cos^2 \theta_i - (\beta_x - \sin \theta_0)^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 \cos^2 \theta_i} - 2ik_0 \left(\cos \theta_i - \frac{X_0^2}{2} \right) R \\ & - X_0^2 \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{z}{d} \right) \frac{(1 - \beta_x^2) \cos^2 \theta_i - (\beta_x - \sin \theta_0)^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 \cos^2 \theta_i} R^2 \quad (31) \end{aligned}$$

ここで、 R が X_0^2 のべき級数に展開出来をもと仮定し次式のように置く。

$$R = R_0 X_0^2 + R_1 (X_0^2)^2 + R_2 (X_0^2)^3 + \dots \quad (32)$$

従って、仮定より、 (X_0^2) の 1 次の項にのみ着目して、(32) 式により (31) 式を整理すると、

$$\frac{dR_0}{dz} = \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{z}{d} \right) \frac{(1 - \beta_x^2) \cos^2 \theta_i - (\beta_x - \sin \theta_i)^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 \cos^2 \theta_i} - 2ik_0 \cos \theta_i R_0 \quad (33)$$

よって、(33) 式を解いて、

$$R_0 = i \frac{(1 - \beta_x^2) \cos^2 \theta_i - (\beta_x - \sin \theta_i)^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 \cos^2 \theta_i} \frac{1}{2k_0 d \cos \theta_i} \left\{ 2 \frac{z}{d} - 1 + \frac{i}{k_0 d \cos \theta_i} \right\} + C \exp(-2ik_0 z \cos \theta_i) \quad (34)$$

C は積分定数で、境界条件により決まり、3.1 の場合と同様に、

$$\begin{aligned} R_0 = & i \frac{(1 - \beta_x^2) \cos^2 \theta_i - (\beta_x - \sin \theta_i)^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 \cos^2 \theta_i} \frac{1}{2k_0 d \cos \theta_i} \\ & \times \left[2 \frac{z}{d} - 1 - \exp\{2ik_0(d-z)\cos\theta_i\} + \frac{i}{k_0 d \cos \theta_i} \{1 - \exp(2ik_0(d-z)\cos\theta_i)\} \right] \quad (35) \end{aligned}$$

故に、Plasma Slab の入射面における反射係数は、(35) 式において、 $z=0$ とおくことより、

$$R_{(z=0)} = X_0^2 \frac{(1 - \beta_x^2) \cos^2 \theta_i - (\beta_x - \sin \theta_i)^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 \cos^2 \theta_i} f(k_0 d) \quad (36)$$

ここで、 $f(k_0 d)$ は反射係数に位相角を与える項で、

$$f(k_0 d) = \frac{-i}{2k_0 d \cos \theta_i} \left[\{1 + \exp(ik_0 d \cos \theta_i)\} - \frac{i}{k_0 d \cos \theta_i} \{1 - \exp(2ik_0 d \cos \theta_i)\} \right] \quad (37)$$

3.2.2 Slab が無限大磁化 Plasma である時

静止している時の誘電率は (20) 式で与えられる。また伝播軸に z 軸を取ると、Plasma 中に

おける x 軸, z 軸方向への伝播定数は, それぞれ (11), (21) 式で与えられる。また, Plasma の伝播軸, 方向の波動インピーダンス n^2 は,

$$n^2 = 1 \quad (38)$$

いま, 3.2.1 の場合と同様に Plasma 密度が 1 に比べて十分小さいと仮定すると, $X_0^2 \ll 1$ の条件のもとに (21), (38) 式を (1) 式へ代入し次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dz} = & X_0^2 \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{z}{d}\right) \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 - X^2(1 - \beta_x^2)} - 2ik_0 \cos \theta_i \\ & \times \frac{\sqrt{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 - X^2(1 - \beta_x^2)}}{1 - \beta_x \sin \theta_i} R - X_0^2 \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{z}{d}\right) \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2 - X^2(1 - \beta_x^2)} \quad (39) \end{aligned}$$

非磁化の場合と同様に, R が (X_0^2) のべき級数に展開出来るものと仮定し, (32) 式により (39) 式を整理すると,

$$\frac{dR_0}{dz} = \frac{1}{d} \left(1 - 2 \frac{z}{d}\right) \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} - 2ik_0 \cos \theta_i R_0 \quad (40)$$

従って, (40) 式を解いて,

$$R_0 = i \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} \frac{1}{2k_0 d \cos \theta_i} \left(2 \frac{z}{d} - 1 + \frac{i}{k_0 d \cos \theta_i}\right) + C \exp(-2ik_0 z \cos \theta_i) \quad (41)$$

C は積分定数で, 非磁化の場合の境界条件と同様にして,

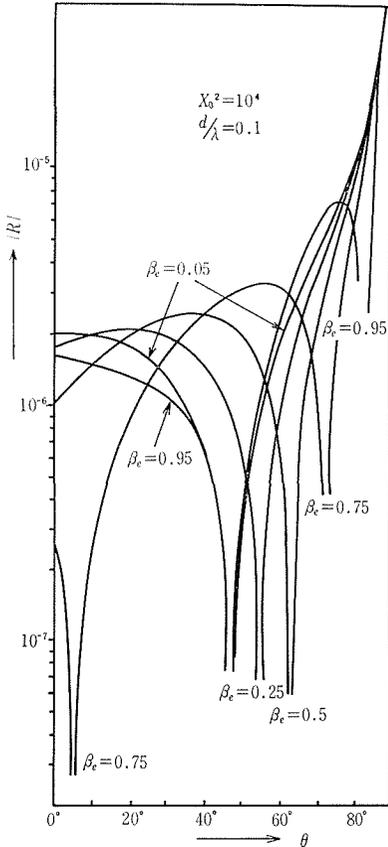


Fig. 8. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma without magnetic field)

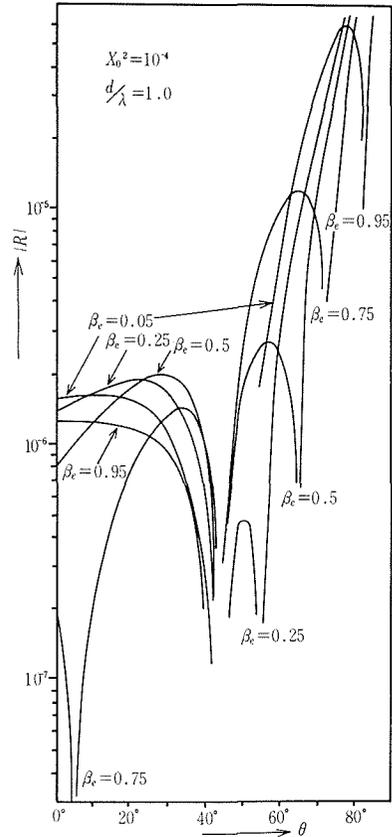


Fig. 9. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma without magnetic field)

$$R_0 = i \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} \frac{1}{2k_0 d \cos \theta_i} \left[2 \frac{z}{d} - 1 - \exp\{2ik_0(d-z)\cos \theta_i\} + \frac{i}{k_0 d \cos \theta_i} \{1 - \exp(2ik_0(d-z)\cos \theta_i)\} \right] \quad (42)$$

故に、Plasma Slab の入射面における反射係数は (42) 式で $z=0$ とおくことにより、

$$R_{(z=0)} = \frac{1 - \beta_x^2}{(1 - \beta_x \sin \theta_i)^2} X_0^2 f(k_0 d) \quad (43)$$

ここで、 $f(k_0 d)$ は反射係数に位相角を与える項で、

$$f(k_0 d) = \frac{-i}{2k_0 d \cos \theta_i} \left[\{1 + \exp(2ik_0 d \cos \theta_i)\} - \frac{i}{k_0 d \cos \theta_i} \{1 - \exp(2ik_0 d \cos \theta_i)\} \right] \quad (44)$$

3.2.3 数値計算例

図 8, 9 に非磁化 Plasma の場合、図 10, 11 に無限大磁化 Plasma の場合について、入射角に対する反射係数の関係を示す。

Plasma 密度に分布がある場合には 3.1 の速度に分布がある場合の特性とは大きく異っており、これは誘電率に分布をもつと同時に、また伝播定数にも分布をもつ為である。図よりわかるように、非磁化プラズマの場合、小さな入射角においては、反射係数は運動速度の影響を大きく受けて速度により非常に異った値を取る。しかし、入射角が増加するに従い、その特性は静止した時

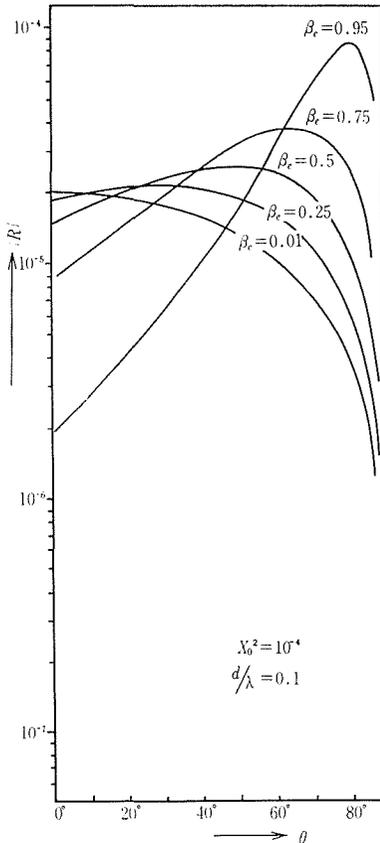


Fig. 10. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma with infinitely strong magnetic field)

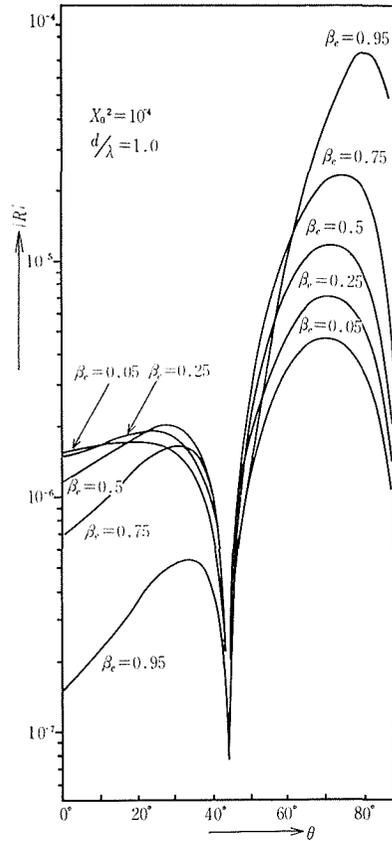


Fig. 11. The magnitude of the reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma with infinitely strong magnetic field)

の特性へと近づく。また非磁化 Plasma では Slab の厚さがある値までは速度によって異なった 1 個以上の Brewster 角を持つ。しかし Slab の厚さがその値を越えると、速度パラメータによって異なるのと、速度パラメータによらずに必ず決った Brewster 角の 2 種類のを持つ。

無限大磁化 Plasma の場合は非磁化 Plasma のとは異なり、Slab の厚さによって特性は大きく異なる。すなわち、Slab の厚さがある値よりも小さな範囲ではその特性は非常に単調である。しかし、その範囲を越えたところでは速度には無関係に Slab の厚さのみで決る Brewster 角を持つ。図 12 に入射角に対する位相角の関係を示す。Plasma の密度に分布をもつ時、非磁化および無限大磁化 Plasma 共、反射係数の位相角は同じものを持つ。

4. む す び

一般に波長に比し厚くない Plasma Slab においては、運動速度に分布をもつ場合及び密度に分布をもつ場合とも入射角に対する反射係数の特性は非常に単調で、特に無限大磁化 Plasma においては著しい。また Brewster 角もこのような厚さの範囲では全く存在しないか、あっても最大 3 個程度である。これは反射係数中の $f(k_0d)$ の項によって決り、一般には、 $\tan A = 0$ を満足する角で与えられる。ここで A は運動速度に分布をもつ場合の非磁化および、無限大磁化の時 $A = k_0d(\cos^2 \theta_i - X^2)^{1/2}$ 、および $A = k_0d(1 - X^2)^{1/2} \cos \theta_i$ であり、また密度に分布がある場合の非磁化および無限大磁化の時には共に $A = k_0d \cos \theta_i$ である。

以上、N. H. Kritikos 等の方法に習い媒質として不均一な Plasma Slab を選び、Slab の厚さが波長に比べ大きくない領域において解析を行った。本論文で取扱った範囲内での β_0 , X_0^2 においては、実際に基本式である (1) 式を数値的に解いたのと良い一致を示した。これに付いては後日発表の予定である。

最後に、日頃御指導いただいております、本学科福岡教授並びに電子工学科鈴木教授に、また御査読下さいました本学科加地教授に感謝いたします。

数値計算には昭和 44 年度、京都大学および大阪大学大型計算機センター利用者出張旅費により京都大学大型計算センター FACOM 230/60 を使用いたしました。御便宜下さいました両センターの諸氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Kritikos, H. N., K. S. H. Lee, and C. H. Papas: "Electromagnetic Reflective Reflectivity of Non-uniform Jet streams," RADIO SCIENCE Vol. 2 (new serise), p. 991 (Sept, 1967).
- 2) Bellman, R. and R. Kalaba; "Invariant Imbedding and Wave Propagation in Stochastic Media," Electromagnetic Wave Propagation, ed. p. 243. Academic Press New York, N. Y. (1966).
- 3) Swift, C. T. and J. S. Evans; "Generalized Treatment of Plane Electromagnetic Wave Passing

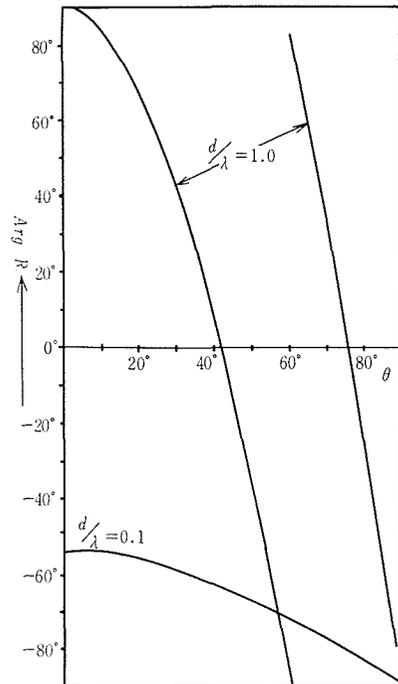


Fig. 12. The phase of reflection coefficient R versus angle of incidence θ (Plasma with and without infinitely strong magnetic field)

- Through an Isotropic Inhomogeneous Slab at Arbitrary Angles of Incidence,” N. A. S. A. Langley Tech. Rept. TRR-172 (1963).
- 4) C. Yeh, : “ Reflection and Transmission of Electromagnetic Waves by a Moving Plasma Medium,” J. Appl. phys. 37 Vol. 8 3079 ((1966).
 - 5) C. Yeh, - “ Reflection and Transmission of Electromagnetic Waves by a Moving Plasma Medium II. Parallel Polarizations” J. Appl. phys. 38. Vol. 7 2871 (1967).
 - 6) 深井一郎, 風間輝雄, 鈴木道雄, 福岡醇一: “ 運動する不均一媒質による平面電磁波の反射について “1” ” 昭44, 信全大, No. 373.
 - 7) 深井一郎, 風間輝雄, 鈴木道雄: “ 運動する不均一媒質による平面電磁波の反射について “2”,” 昭44, 電四連全大, No. 1193.
 - 8) 風間輝雄, 深井一郎, 鈴木道雄: “ 速度に分布をもって運動する損失のあるプラズマスラブの反射係数について,” 信学論 (B), 技術談話室, 54-B p. 280 (昭45-05).
 - 9) 田中嘉津夫, 間 剛: “ 運動不均質媒質による平面電磁波の反射と透過,” 信学会, アンテナ・伝播研資, AP-72-4 (1972-04).
 - 10) 風間輝雄, 深井一郎, 鈴木道雄: “ 運動する不均質プラズマスラブによる反射,” 信学会, アンテナ・伝播研資, AP-72-16 (1972-06).