

シンクロトロンふく射の負自己吸収

立大理 会 津 晃

§ 1 はしがき パルサーの電波は、何らかのコヒーレントなふく射機構で出されていることはたしかであるが、具体的にはいろいろの可能性がある。現在はそれらを一つ一つ検討する段階であると思われる。電子のバンチングを利用するものや、プラズマ中のいろいろの波を利用するものがあるが¹⁾、ここではシンクロトロンふく射における負自己吸収をしらべる。シンクロトロンをおこす高速電子の角分布が等方有的时候、負吸収がおきないことはよく知られている²⁾。又冷いプラズマが共存する場合、それによる負吸収が条件次第でおこることが指摘され、天体現象に応用されている^{3, 4)}。冷いプラズマがなくとも、高速電子の角分布が異方性を持てば、負吸収のおこる可能性のあることが Kai および Takakura⁵⁾によつて指摘された。ここではそれを一層くわしく調べて、少なくとも電子が一様磁場と直角方向に山をもち、その山の巾 σ が、高速電子1個からのふく射の巾 W^{-1} ($W = \epsilon / m_e c^2$, ϵ は電子のエネルギー) より広い場合は、負吸収が不可能なことを示す。*逆の場合 $\sigma < W^{-1}$ のときは、まだよくしらべていないが、Takakuraによつて指摘されたように負吸収は可能であると思われる。

§ 2 (負)吸収のある異方性媒質中の電波。負吸収(波の増巾)がおこるかどうかを巨視的な立場から一般的に論ずるために、一般の誘電テンソルをもつ Maxwell 方程式を論ずる。平面波の電波が Z 軸の + 方向に進むとし、Z 軸に垂直な面内での誘電テンソルを $\epsilon_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = x, y$) とする。多くの天体は、固体に比べて密度が小さく、波長に比べてスケールの大きいところで考えるので、

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}, \quad |\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}| \ll 1 \quad (1)$$

* 研究会のとき、これが可能であるとしたのは、誤りであつたので、ここに訂正する。

のときを考えれば十分である。さらに $\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}$ をエルミート部分と反エルミート部分に分けて

$$\frac{\omega}{c} \tilde{\epsilon}_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} h & q + if \\ q - if & -h \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \mu + \lambda & i\rho \\ -i\rho & \mu - \lambda \end{pmatrix} \quad (2)$$

とかく、 ω は電波の角振動数、(2)の形は、 $\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}$ として、最も一般的ではないが、シンクロトロンふく射を論ずるには、これで十分である。電波の波数を R とすれば、Maxwell 方程式では

$$\{ -k^2 \delta_{\alpha\beta} + \epsilon_{\alpha\beta} (\omega/c)^2 \} E_{\beta} = 0 \quad (3)$$

とかかれ、複素屈折率を $n + iK$ とおけば、 $R = (\omega/c)(n + i\kappa)$ である。この媒質中では、二つのモードがあり、上添字(±)で区別すると

$$\begin{aligned} (n^{(\pm)})^2 - (\kappa^{(\pm)})^2 &= 1 \mp (\omega/c) \lambda_2 \\ n^{(\pm)} \kappa^{(\pm)} &= (c/\omega) (\mu \pm \lambda_1), \end{aligned} \quad (4)$$

ここに λ_1, λ_2 は、

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 - \lambda_2^2 &= \lambda^2 + \rho^2 - f^2 - h^2 - q^2 \\ \lambda_1 \lambda_2 &= -(f\rho + \lambda h) \end{aligned} \quad (5)$$

をみだし、 $\lambda_1 > 0$ の条件の下にきめられる。負吸収のおこるための条件は(4)式から

$$\lambda_1 - \mu > 0 \quad (6)$$

である。(1)の近似では(4)式は

$$n^{(\pm)} = 1 \mp (c\lambda_2/2\omega), \quad \kappa^{(\pm)} = (c/\omega) (\mu \pm \lambda_1) \quad (4')$$

となる。

§ 3 シンクロトロンふく射

一般のエネルギーおよび角分布をもつ高速電子によるシンクロトロンふく射

の場合、誘電率テンソルのパラメータ $f, \dots, \rho$ は kawabata⁶⁾, Sazonov & Tsytovich⁷⁾, Sazonov⁸⁾ によつて計算され、Sazonov⁹⁾ にまとめられている。Ref. 7, 8, 9) は、電子のエネルギー ϵ が相対論的で $W = \epsilon / m_e c^2 \gg 1$ で、角分布の巾 σ が、1個の電子からのふく射ビームの巾 W^{-1} より広い：

$$\sigma > W^{-1} \quad (7)$$

の場合を主に取扱つている。われわれは同じ条件の下で、電子のエネルギー分布、角分布 $F(W, \theta)$ がつぎのような場合を考える

$$F(W, \theta) = G(W) H(\theta)$$

$G(W)$ としてはベキ型をとり

$$\begin{aligned} G(W) &= n(r-1)W_1 r^{-1} / W r^{-2} & W > W_1 \\ &= 0 & W < W_1 \end{aligned} \quad (8)$$

とおく、 $n = \int G(W) W^2 dW$ は電子の数密度である。 $H(\theta)$ としては、磁場と垂直な方向 $\theta = \pi/2$ に山をもつ分布函数、例えば Gauss 型

$$\begin{aligned} H(\theta) &= (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp(-\varphi^2/2\sigma^2) \\ \varphi &= \pi/2 - \theta, \quad |\varphi| \ll 1 \end{aligned} \quad (9)$$

をとる。又観測される電波の振動数は

$$\omega / (\omega_H \sin \theta W_1^2) \gg 1 \quad (10)$$

をみたしているとする。ここに ω_H は Larman の角振動数 $\omega_H = eH / (m_e c)$ である。

このような条件の下で、誘電率のパラメータ ($f, \dots, \rho$) を計算する。 n, μ, λ は角分布が等方の場合 (例えば ref.(8)) に比べて、角分布の因子 $H(\theta)$ がわかるだけである。

あとのため、 μ との比をつくると

$$n / \mu \sim b_n \quad (\alpha > 2) \quad (11)$$

で、 b_n は $\alpha \sim 2.5 \sim 5$ による1の程度の数である。又

$$\lambda / \mu = (r + \frac{10}{3}) / (r + 2) = b_\lambda \quad (12)$$

で、この比も1の程度の数である。

f は μ との比をとれば

$$f/\mu = b_f (\omega/(\omega_H W_1^2))^{r/2} (\ln W_1/W_1) \times \varphi \{2(r+2)/(r+3) + \varphi \sigma^{-2}\}$$

ここで b_f は r によるが ~ 1 の数、(10) の条件、 $|\varphi| \ll 1$, $W_1 \gg 1$ を考えれば、 $|f/\mu| \ll 1$ である。つぎに ρ は

$$\rho/\mu = -b_\rho (\omega_H/\omega)^{1/2} \varphi (r+2+\sigma+2) \quad (13)$$

であり、 b_ρ も r をふくむ1程度の数である。

さて負吸収をおこすための条件(6)は、

$q = 0$, $|f/\mu| \ll 1$ のとき

$$\rho^2 > (\mu^2 - \lambda^2) (n^2 + \mu^2) / \mu^2$$

となる。(11), (12) を考慮すれば、これは

$$|\rho/\mu| \gtrsim 1$$

となる。(13) で $\sigma \lesssim 0.1$, $r \sim 2.5 \sim 5$ とすれば、

$$(\omega_H/\omega)^{1/2} |\varphi| / \sigma^2 \gtrsim 1 \quad (14)$$

がその条件となる。負吸収がおきるときの吸収係数は $\lambda_1 - \mu \approx |\epsilon|$ であつて、角度について $|\varphi| \propto \exp(-\varphi^2/2\sigma^2)$ の依存性をもち、したがつて $|\varphi| \sim \sigma$ で $|\rho| = \max.$ になる。(14) の条件は

$$\omega_H/\omega \gtrsim \sigma^2$$

となる。一方(10) から $\theta \sim \pi/2$ のとき $W_1^{-2} \gtrsim \omega_H/\omega$ であり、したがつて $W_1^{-1} > \sigma$ となる。これは(7)に反する。したがつて負吸収をおこす解はないことになる。

電子の角分布は同じく(9)のような形をしているが、エネルギー分布が(8)のようなベキ型でなく、 δ 函数型するとき、

$$G(W) = n W_1^{-2} \delta(W - W_1)$$

も, W_1 について(10)の条件があるかぎり負吸収はおこらないことが, 同じようにして示される。又角分布が(9)式のように $\theta = \pi/2$ に山をもたず, それと離れたところ α (α は 0° に余り近くない)に(9)のような山 ($\varphi = \alpha - \theta$) のときも負吸収はおこらないことが同じように示される。

References

- 1) See, for example, V. L. Ginzburg, V. V. Zheleznyakov and V. V. Zaitsev, *Astrophys. & Space Science* 4 (1969), 464.
- 2) J. P. Wild, S. F. Smerd and A. A. Weiss, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1 (1963), 291.
- 3) V. V. Zheleznyakov, *J. Exptl. Theor. Phys.* 51 (1966), 570; *Astron. Zh.* 44 (1967), 42.
- 4) R. McCray, *Science* 154 (1966), 1320.
- 5) K. Kai, *Publ. Astron. Soc. Japan* 17 (1965), 309; T. Takakura, *Nature* 224 (1969), 252; V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatsky, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 7 (1969), 375, especially in footnote 8.
- 6) K. Kawabata, *Publ. Jap. Astron. Soc.* 16 (1964), 30.
- 7) V. N. Sazonov and V. N. Tsytovich, *Radio fizika* 11 (1968), 1287.
- 8) V. N. Sazonov, *J. Exptl. Theor. phys.* 56 (1969), 1075.
- 9) V. N. Sazonov, *Astron. Zh.* 46 (1969), 502.