

運動量共鳴条件をもつホイスラーモードに関する分散式の低温弱相対論的近似によって導出された増幅率の修正

池 田 慎

要約

今年度、2019年度から名誉教授として武蔵大学から価値ある称号を頂き、心から御礼申し上げます。尚、武蔵大学に赴任する前年度に、武蔵高校にて非常勤講師をさせて頂いた事が、筆者の35年間にも渡る武蔵学園での勤務のきっかけになりました。武蔵高校の教職員の皆様にも、心から御礼申し上げます。同時に、武蔵大学の教職員の皆様には、重ねて、御礼申し上げます。更に、次の記念号は50周年記念論文集として、多くの方達の関心を引き付け、又、お祝いの論文集としての記念ある雑誌になると思います。皆様とともに、お祝いをさせて頂ければ、心から、有難く存じます。

ただし、この論文では、私は、心ならずも、御詫びを申し上げなければならなくなりました。2014年12月発刊の「人文学会雑誌」第46巻第2号¹⁾に掲載させて頂いた論文の一部にミスがある事を、ある方から指摘され、申し訳なくも、ここにその修正を載せて頂く結果になりました。その点において、心からお詫び申し上げますとともに、それらのミスを指摘して頂いた方達には、心から御礼申し上げます。本当に、有難うございました。同時に、その修正を快く掲載して下さいました人文学会の教職員の皆様には、心底、御詫びと感謝を申し上げたく存じます。有難うございました。そして、申し訳ございませんでした。この論文では、その修正とともに、その後の計算も載せて頂く事になりました。心から、御礼を申し上げます。有難うございました。

1. 武蔵大学人文学会雑誌第 46 巻第 2 号 (2014 年 (平成 26 年) 12 月) 「相対論的共鳴条件を使用したホイスラーモード弱相対論的線形増幅率」 (以後、“以前の論文” と記す) の 3 か所の修正

以前の論文におけるミスと修正 (→の右側に正しい記述を示します)

(1) ページ 366 (3)

$$\langle \dots \rangle = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} dP_Z \int_{-\infty}^{+\infty} dP_{\perp} \dots$$

$$\rightarrow \langle \dots \rangle = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} dP_Z \int_0^{+\infty} dP_{\perp} \dots$$

(2) ページ 366 (3)

$$\simeq \sqrt{\pi} \left(-\frac{1}{\xi} - i\sqrt{\pi} e^{-\xi^2} \right) \rightarrow \simeq \sqrt{\pi} \left(-\frac{1}{\xi} + i\sqrt{\pi} e^{-\xi^2} \right)$$

(3) ページ 366 (3)

$$\sqrt{\pi} Z(\xi) \approx -i\pi e^{-\xi^2} \rightarrow \sqrt{\pi} Z(\xi) \approx -\sqrt{\pi} \frac{1}{\xi} + i\sqrt{\pi} e^{-\xi^2}$$

以下の計算においては、間違った計算式での計算の故、その後の修正を行わなかった。その為、改めて、「2. ホイスラーモード波の弱相対論的線形増幅率の導出」(武蔵大学人文学会雑誌第 46 巻第 2 号)¹⁾ の章を、新たに、この論文で紹介する。

2. ホイスラーモード波の弱相対論的線形増幅率の再導出

相対論的プラズマの R モード電磁波不安定性の一般論は、例えば、Barbosa and Coroniti (1976)²⁾、Xiao et al. (1998)³⁾、Evangelidis and Botha (2005)⁴⁾、Shklyar and Kliem (2006)⁵⁾、Omura et al. (2007)⁶⁾、Summers et al. (2011)⁷⁾、Hwang et al. (2017)⁸⁾ で与えられている。

運動量表示で示されたホイスラーモード波の分散式は、コールド電子群と高速電子群の効果を重ねて、次のように表される。

運動量共鳴条件をもつホイスラーモードに関する分散式の低温弱相対論的近似によって導出された増幅率の修正 池田 慎

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega(\Omega - \omega)} + \frac{e^2}{\omega \varepsilon_0} \left\langle \frac{1}{2m_0 k} \frac{1}{T_\perp} \frac{P_\perp^2}{P_z + P_R} F_H \right\rangle + \frac{e^2}{\omega \varepsilon_0} \left\langle -\frac{1}{2\omega m_0 \delta \gamma} \left(\frac{1}{T_\perp} - \frac{1}{T_z} \right) \frac{P_z P_\perp^2}{P_z + P_R} F_H \right\rangle \quad (1)$$

ただし、積分 $\langle \dots \rangle$ は、次の様に積分の交換が行われると考える。

$$\begin{aligned} \langle \dots \rangle &= 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} dP_z \int_0^{+\infty} dP_\perp \cdot P_\perp \dots \\ &= 2\pi \int_0^{+\infty} dP_\perp P_\perp \int_{-\infty}^{+\infty} dP_z \dots \end{aligned} \quad (2)$$

更に、分布関数 F は次の様に、コールド電子群 $f_0(P_z, P_\perp)$ と、高速電子群 $f_1(P_z, P_\perp, T_z, T_\perp)$ の重ね合わせで作られていると考える。コールド電子群は、数密度を n_0 として、 δ 関数で表される。

$$f_0(P_z, P_\perp) = n_0 \frac{1}{2\pi P_\perp} \delta(P_z) \delta(P_\perp) \quad (3)$$

弱相対論的高速電子群の分布関数は、数密度を n_H として、次の様に表される。

$$f_1(P_z, P_\perp, T_z, T_\perp) = \frac{n_H}{2\pi m_0 T_\perp} \left(\frac{1}{2\pi m_0 T_z} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{P_\perp^2}{2m_0 T_\perp}\right) \exp\left(-\frac{P_z^2}{2m_0 T_z}\right) \quad (4)$$

ただし、簡単の為に、温度 T_\perp, T_z はボルツマン定数 k を含めて、エネルギーの単位で表されている。分布関数 F は、 f_0 と f_1 の両電子群を重ねて、次の様に表される。

$$F_H = f_0(P_z, P_\perp) + f_1(P_z, P_\perp, T_z, T_\perp) \quad (5)$$

分散式は、相対論的表示をする為に、運動量表示 (P 表示) で表される。運動量を P_z で表すと、次の様に示される。

$$P_z = m_0 \gamma V_z \quad (6)$$

ローレンツファクター γ は、次の様に表される。 v や P 表示で示すと、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^2 + P^2}}{m_0 c} = \sqrt{1 + \frac{P^2}{m_0^2 c^2}} = \sqrt{1 + \frac{P_\perp^2 + P_z^2}{m_0^2 c^2}} \quad (7)$$

共鳴運動量を P_R にて表し、(7) と次式の共鳴条件を使うと、

$$P_R = m_0 \gamma V_R = m_0 \gamma \frac{\left(\frac{1}{\gamma} \Omega - \omega\right)}{k} = -P_z \quad (8)$$

プラズマ分散関数 $Z(\zeta)$ は、次の様に近似される。相対論的共鳴運動量 P_R に対して、そしてプラズマ圏プラズマに対して低温近似を使う。

$$\zeta = \left| -\frac{P_R}{\sqrt{2m_0 T_z}} \right| \gg 1 \quad (9)$$

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \frac{1}{y - \zeta} e^{-y^2} \simeq i\sqrt{\pi} e^{-\zeta^2} - \frac{1}{\zeta} - \frac{1}{2} \frac{1}{\zeta^3} - \dots \quad (10)$$

(6)、(7)、(8) で等式を作り、 P_R を導出すると、

$$P_R = m_0 \frac{\Omega k - \sqrt{\Omega^2 k^2 - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{C^2}\right) \left\{ \left(\Omega^2 - \omega^2\right) - \frac{P_1^2}{m_0^2 C^2} \omega^2 \right\}}}{k^2 - \frac{\omega^2}{C^2}} \quad (11)$$

上式を更に変形すると、

$$P_R = m_0 \frac{\Omega - \omega \sqrt{1 + \left\{ 1 - \left(\frac{\omega}{ck}\right)^2 \right\} \cdot \left(\frac{P_1^2}{m_0^2 C^2}\right) + \frac{\omega^2 - \Omega^2}{C^2 k^2}}}{k \left\{ 1 + \left(\frac{\omega}{ck}\right)^2 \right\}} \approx m_0 \frac{\Omega - \omega}{k} \quad (12)$$

非相対論、かつ

$$\left(\frac{\omega}{ck}\right)^2 \ll 1 \quad (13)$$

を仮定すると、つまり、低周波数モードか短波長モードのプラズマ波モードを仮定すると、(12) は、当に、ホイスラーモードの共鳴条件に一致する事が分かるだろう。

先に戻り、(11) に対して、

$$\frac{P_1^2}{m_0^2 C^2} \ll 1 \quad (14)$$

運動量共鳴条件をもつホイスラーモードに関する分散式の低温弱相対論的近似によって導出された増幅率の修正 池田 慎

で、近似すると、(11) から、 P_R が、

$$P_R \simeq m_0 \frac{\Omega k - \sqrt{\Omega^2 k^2 - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{C^2}\right)(\Omega^2 - \omega^2)}}{k^2 - \frac{\omega^2}{C^2}} \simeq \text{const.} \quad (15)$$

として、近似される。

まず、(1) の右辺の第 3 項の積分を考える。

$$\begin{aligned} & \left\langle \frac{1}{2m_0 k} \frac{1}{T_\perp} \frac{P_\perp^2}{P_z + P_R} F_H \right\rangle \\ &= 2\pi \int_0^{+\infty} dP_\perp \cdot P_\perp \int_{-\infty}^{+\infty} dP_z \frac{1}{2m_0 k} \frac{1}{T_\perp} \frac{P_\perp^2}{P_z + P_R} F_H \\ &\simeq n_H \frac{\pi}{m_0 k} \frac{1}{T_\perp} \int_0^{+\infty} dP_\perp \cdot P_\perp^3 \left\{ \frac{\sqrt{2m_0 T_z}}{P_R} + \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^3} + \dots \right. \\ & \quad \left. + i\sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \cdot e^{-\frac{P_\perp^2}{2m_0 T_\perp}} \end{aligned} \quad (16)$$

さらに、 P_\perp の積分を行うと、

$$\int_0^{+\infty} dP_\perp \cdot P_\perp^3 \cdot e^{-\frac{P_\perp^2}{2m_0 T_\perp}} = 2m_0^2 T_\perp^2 \quad (17)$$

(17) を (16) に代入して、

$$\begin{aligned} & \left\langle \frac{1}{2m_0 k} \frac{1}{T_\perp} \frac{P_\perp^2}{P_z + P_R} F_H \right\rangle \\ &= \frac{n_H 2\pi m_0 T_\perp}{k} \cdot \left[\frac{\sqrt{2m_0 T_z}}{P_R} + \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^3} + \dots + i\sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right] \end{aligned} \quad (18)$$

次に、(1) の右辺の第 4 項の積分を考える。同様にして、近似すると、

$$\begin{aligned}
 & \left\langle -\frac{1}{2\omega m_0^2 \gamma} \left(\frac{1}{T_\perp} - \frac{1}{T_z} \right) \frac{P_z P_\perp^2}{P_z + P_R} F_H \right\rangle \simeq \frac{1}{2\omega m_0^2} \left(\frac{T_\perp}{T_z} - 1 \right) \frac{n_H}{\sqrt{2\pi m_0 T_z}} \\
 & \cdot \left[\left(2m_0 - 4 \frac{T_\perp}{C^2} \right) \left\{ -\frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^2} - \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{5}{2}}}{4P_R^4} - \dots - i\sqrt{\pi} P_R e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \right. \\
 & \left. - \frac{T_z}{C^2} \left(-3 \frac{m_0 \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^2} - 5 \frac{m_0^2 T_z \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^4} - \dots - i\sqrt{\pi} \frac{P_R^3}{m_0 T_z^2} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right) \right] \quad (19)
 \end{aligned}$$

(18)、(19) を (1) に代入すると、

$$\begin{aligned}
 \frac{C^2 k^2}{\omega^2} &= 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega(\Omega - \omega)} \\
 &+ \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \frac{2\pi m_0^2 \omega T_\perp}{k} \left\{ \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{1}{2}}}{P_R} + \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^3} + \dots + i\sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \\
 &+ \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \frac{1}{2m_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0 T_z}} \left(\frac{T_\perp}{T_z} - 1 \right) \\
 &\cdot \left[\left(2m_0 - 4 \frac{T_\perp}{C^2} \right) \left\{ -\frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^2} - \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{5}{2}}}{4P_R^4} - \dots - i\sqrt{\pi} P_R e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \right. \\
 &\left. + \frac{T_z}{C^2} \left(3 \frac{m_0 \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^2} + 5 \frac{m_0^2 T_z \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^4} + \dots + i\sqrt{\pi} \frac{P_R^3}{m_0 T_z^2} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right) \right] \quad (20)
 \end{aligned}$$

ここで、ホットプラズマのプラズマ角振動数の 2 乗 ω_H^2 を次の様に定義する。

$$\omega_H^2 \equiv \frac{e^2 n_H}{m_0 \varepsilon_0} \quad (21)$$

上式を、(20) に代入し、式を整理し、低温弱相対論的近似による分散式を導出する。 P_R に関しては、(12) か (15) を参照する。

運動量共鳴条件をもつホイスラーモードに関する分散式の低温弱相対論的近似によって導出された増幅率の修正 池田 慎

$$\begin{aligned}
 \frac{C^2 k^2}{\omega^2} &\simeq 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega(\Omega - \omega)} \\
 &+ \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \frac{2\pi m_0^2 \omega T_\perp}{k} \left\{ \frac{\sqrt{2m_0 T_z}}{P_R} + \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^3} + \dots + i\sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \\
 &+ \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \frac{1}{2m_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0 T_z}} \left(\frac{T_\perp}{T_z} - 1 \right) \cdot \\
 &\cdot \left\{ 2m_0 \left(1 - 2 \frac{T_\perp}{m_0 C^2} \right) \left[-\frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^2} - \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{5}{2}}}{4P_R^4} - \dots - i\sqrt{\pi} P_R e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right] \right\} \\
 &+ \frac{T_z}{C^2} \left(3 \frac{m_0 \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^2} + 5 \frac{m_0^2 T_z \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^4} + \dots + i\sqrt{\pi} \frac{P_R^3}{m_0 T_z^2} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right) \quad (22)
 \end{aligned}$$

この分散式による不安定性解析を行い、分散関係と増幅率 γ_k を、次に導出する。ただし、角振動数 ω は、次式で与えられる。

3. ホイスラーモード波の弱相対論的線形増幅率の再導出

$$\omega = \omega_k - i\gamma_k \quad (23)$$

増幅率 γ_k は、

$$\omega_k \gg \gamma_k > 0 \quad (24)$$

の時、増幅として作用するように定義されている。

$$\begin{aligned}
 \frac{c^2 k^2}{\omega^2} &= \frac{c^2 k^2}{(\omega_k - i\gamma_k)^2} \simeq \frac{c^2 k^2}{(\omega_k)^2} \left(1 - i \frac{\gamma_k}{\omega_k} \right)^{-2} \simeq \frac{c^2 k^2}{(\omega_k)^2} \left(1 + 2i \frac{\gamma_k}{\omega_k} \right) \\
 &\simeq \frac{c^2 k^2}{\omega_k^2} + 2i \frac{c^2 k^2}{\omega_k^2} \frac{\gamma_k}{\omega_k} = \frac{c^2 k^2}{\omega_k^2} + 2i \frac{c^2 k^2}{\omega_k^3} \gamma_k \quad (25)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\omega_0^2}{\omega(\Omega - \omega)} &= \frac{\omega_0^2}{(\omega_k - i\gamma_k)(\Omega - \omega_k + i\gamma_k)} \simeq \frac{\omega_0^2}{\omega_k(\Omega - \omega_k)} \left\{ 1 + i \frac{\Omega - 2\omega_k}{\omega_k(\Omega - \omega_k)} \gamma_k \right\} \\
 &= \frac{\omega_0^2}{\omega_k(\Omega - \omega_k)} + i \frac{\omega_0^2(\Omega - 2\omega_k)}{\omega_k^2(\Omega - \omega_k)^2} \gamma_k \quad (26)
 \end{aligned}$$

(25) を (22) の左辺に代入し、(26) を (22) の右辺に代入する。ただし、(23) を考慮して、 ω を ω_k に変換する。

$$\begin{aligned}
 & \frac{c^2 k^2}{\omega_k^2} + 2i \frac{c^2 k^2}{\omega_k^3} \gamma_k \\
 & \simeq 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_k(\Omega - \omega_k)} + i \frac{\omega_0^2(\Omega - 2\omega_k)}{\omega_k^2(\Omega - \omega_k)^2} \gamma_k \\
 & + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{2\pi m_0^2 \omega_k \Gamma_{\perp}}{k} \left\{ \frac{\sqrt{2m_0 T_z}}{P_R} + \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^3} + \dots + i\sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \\
 & + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{1}{2m_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0 T_z}} \left(\frac{T_{\perp}}{T_z} - 1 \right) \cdot \\
 & \cdot \left\{ \left(2m_0 - 4 \frac{T_{\perp}}{C^2} \right) \left[-\frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^2} - \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{5}{2}}}{4P_R^4} - \dots - i\sqrt{\pi} P_R e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right] \right\} \\
 & + \frac{T_z}{C^2} \left(3 \frac{m_0 \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^2} + 5 \frac{m_0^2 T_z \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^4} + \dots + i\sqrt{\pi} \frac{P_R^3}{m_0 T_z^2} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right) \quad (27)
 \end{aligned}$$

実部と虚部、それぞれに関して、等式を作る。まず、実部に関して、

$$\begin{aligned}
 & \frac{c^2 k^2}{\omega_k^2} \simeq 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_k(\Omega - \omega_k)} \\
 & + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{2\pi m_0^2 \omega_k \Gamma_{\perp}}{k} \left\{ \frac{\sqrt{2m_0 T_z}}{P_R} + \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^3} + \dots \right\} \\
 & + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{1}{2m_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0 T_z}} \left(\frac{T_{\perp}}{T_z} - 1 \right) \\
 & \cdot \left\{ \left(2m_0 - 4 \frac{T_{\perp}}{C^2} \right) \left[-\frac{(2m_0 T_z)^{\frac{3}{2}}}{2P_R^2} - \frac{(2m_0 T_z)^{\frac{5}{2}}}{4P_R^4} - \dots \right] \right\} \\
 & + \frac{T_z}{C^2} \left(3 \frac{m_0 \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^2} + 5 \frac{m_0^2 T_z \sqrt{2m_0 T_z}}{P_R^4} + \dots \right) \quad (28)
 \end{aligned}$$

次に、虚部に関して、等式を作る。

$$\begin{aligned}
 & 2 \frac{c^2 k^2}{\omega_k^3} \gamma_k \simeq \frac{\omega_0^2(\Omega - 2\omega_k)}{\omega_k^2(\Omega - \omega_k)^2} \gamma_k + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{2\pi m_0^2 \omega_k \Gamma_{\perp}}{k} \cdot \sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \\
 & + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{1}{2m_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0 T_z}} \left(\frac{T_{\perp}}{T_z} - 1 \right) \\
 & \cdot \left\{ \left(2m_0 - 4 \frac{T_{\perp}}{C^2} \right) \left(-\sqrt{\pi} P_R e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right) + \frac{T_z}{C^2} \left(\sqrt{\pi} \frac{P_R^3}{m_0 T_z^2} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right) \right\} \quad (29)
 \end{aligned}$$

上式を整理すると、

運動量共鳴条件をもつホイスラーモードに関する分散式の低温弱相対論的近似によって導出された増幅率の修正 池田 愼

$$\begin{aligned} \gamma_k \simeq & \frac{1}{2} \frac{c^2 k^2}{\omega_k^3} - \frac{\omega_H^2(\Omega - 2\omega_k)}{\omega_k^2(\Omega - \omega_k)^2} \left[\frac{\omega_H^2 2\pi m_0^2 \omega_k T_\perp}{\omega_k^2 k} \cdot \sqrt{\pi} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right. \\ & \left. + \frac{\omega_H^2}{\omega_k^2} \frac{1}{2m_0^2} \frac{1}{\sqrt{2m_0 T_z}} \left(\frac{T_\perp}{T_z} - 1 \right) \cdot \left\{ - \left(2m_0 - 4 \frac{T_\perp}{C^2} \right) P_R e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} + \frac{T_z}{C^2} \frac{P_R^3}{m_0 T_z^2} e^{-\frac{P_R^2}{2m_0 T_z}} \right\} \right] \end{aligned} \quad (30)$$

謝辞

以上で、低温弱相対論的近似によって導出された増幅率が得られました。2014年に人文学会雑誌に報告した計算¹⁾には、導出過程にミスがあり、多くの方たちに御迷惑をお掛け致しました。御詫びを申し上げますと同時に、多くの方達の御援助と御支援により、私の武蔵学園、そして武蔵大学での人生が、実りあるものになったことを、心より、感謝申し上げます。

そして、多くのご迷惑もお掛けした事と存じますので、私の残りの人生においては、感謝の意識を持ちながら、大切なこれらの経験を、できるだけ、生かしていければと念じておりますし、更に頑張りたいと存じます。本当に、有難うございました。

〔註〕

- 1) 池田 愼、武蔵大学人文学会雑誌、第43巻、第3・4号 (2014)
- 2) Barbosa and Coroniti, J. Geophys. Res. 81, 4531 (1976)
- 3) Xiao et al., Phys. Plasmas, 5, 2489 (1998)
- 4) Evangelidis and Botha, J. Geophys. Res. 110, A02216 (2005)
- 5) Shklyar and Kliem, J. Geophys. Res. 111, A06204 (2006)
- 6) Omura et al., J. Geophys. Res. 112, A06236 (2007)
- 7) Summers et al., J. Geophys. Res. 116, A10226 (2011)
- 8) Hwang et al., Phys. Plasmas, 24, 062904 (2017)