

電離 E 層 Farley-Buneman 電漿波在不同背景電場之風切效應研究

馮志龍^{1*} 黃孟隆¹ 黃建華²

¹國立雲林科技大學材料科技研究所（雲林縣斗六市大學路 3 段 123 號）

²國立雲林科技大學工程科技研究所（雲林縣斗六市大學路 3 段 123 號）

*電子郵件：fengcl@yuntech.edu.tw

摘要

考慮電離E層的不同背景電場，我們進行了不同成層風切結構的Farley-Buneman電漿波(以下簡稱FB電漿波)二維模擬與分析。結果發現FB電漿波的風切效應主要取決於風切成層分佈方向與峰值強度。若風切成層結構沿電子漂移方向分佈，則FB電漿波發展將受限制，反之，則有利於FB電漿波發展。同時，我們也證實強風切效應於不同背景電場強度中主宰FB電漿波發展。另外，根據不同垂直高度之FB電漿波相速分析，可發現風切風速變化亦會造成電漿波相速隨高度變化，此現象可由均勻風場相關理論加以解釋。

關鍵字：Farley-Buneman 電漿波、風切、相速、電離 E 層。

1. 前言

高層中性大氣受強烈太陽光照射，經常在中氣層高度附近形成部分離化的大氣，即所謂的電離層 (Ionosphere)。而電離 E 層位於電離層中低層，高度約 90km~ 150 km，屬於中性大氣與離化大氣共存且交互作用劇烈的區域，一些低層中性大氣動力過程如大氣潮汐與重力波等，甚至高層太空天氣變化常會造成電離 E 層的複雜背景環境，如背景極化電場、背景中性風場及背景電漿密度梯度分佈等。其中背景極化電場是 Farley-Buneman 電漿波(以下簡稱 FB 電漿波)產生的重要條件，但 FB 電漿波同時也會受到這些背景環境影響。根據過去半世紀多的雷達觀測，相關的都卜勒頻譜分析已確定 Type 1 雷達回波型式係導因於 FB 電漿波 [Bowles et al., 1963; Farley, 1963]，其特徵除了頻寬較窄且頻譜峰值接近離子聲速之外，也有一些有趣的非線性特徵，如：都卜勒速率(或頻移)不隨角度改變 [Cohen and Bowles, 1967; Hanuise and Crochet, 1981]、非對稱頻譜分佈 [Cohen and Bowles, 1967; Farley et al., 1978; Kudeki et al., 1985; Swartz, 1997]、都卜勒速率的中性風場效應[Balsley et al., 1976; Broche et al., 1978]及都卜勒速率隨波動尺度變化的梯度效應 [Farley & Fejer, 1975; Hanuise & Crochet, 1981] 等。過去我們利用二維 FB 電漿波(或稱雙流體電漿波)飽和模擬[Fern et al., 2009a,b, 2007, 2006, 2005a,b, 2001]已證實上述非線性特徵皆導因於電離 E 層複雜背景環境的影響，不過，在中性風場效應方面，過去僅考慮均勻風場影響，但許多觀測文獻[Bishop et al., 2005; Hysell et al., 2002; Larsen, 2002; Larsen and Odom, 1997]指出中性風場的成層風切結構亦經常出現於電離 E 層，1998 年 Kagan & Kelley 曾提出風切可導致中緯度電離 E 層不穩定而形成不規則體，2007 年 Hysell et al.則指出大尺度電漿波形成與風切有關，故可推知風切在電漿波或電漿不規則體形成具有一定影響程度。至於風切對雙流體電漿波之影響，則可能基於雙流體電漿波尺度太小較少被探討。然而，2008 年 Oppenheim et al.利用二維數值模擬已證實雙流體電漿波經由飽和非線性過程可發展成大尺度二維波動模態，同時，基於二維發展型態，一個小尺度水平電漿波也可考慮在垂直各層的發展達至大尺度，進而探討其與大尺度風切結構之交互作用關係。

本論文將在不同背景電場環境中考慮不同類型的成層風切結構變化，進行二維 FB 電漿波的數值模

擬分析，相關的理論模擬與分析方法將在下一章節說明，至於數值分析結果將在本文第四章節詳細介紹，最後將作一個簡單的結論與討論。

2. 研究方法

我們的數值模擬主要依據 Fern and Kuo [2009b]考慮中性風場 U 所修訂的雙流體數值模型，整個模型的方程式如下：

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{V}_e) = 0 \quad (1)$$

$$\vec{v}_e = \frac{\left(\frac{\Omega_e}{v_{en}} \right)^2 \left[\frac{\vec{E}}{B_0} + \frac{K_B T_e}{e B_0} \frac{\nabla n}{n} + \frac{v_{en}}{\Omega_e} (\vec{V}_D - \vec{U}) \right] \times \frac{\vec{B}}{B_0} - \frac{\Omega_e}{v_{en}} \left[\frac{\vec{E}}{B_0} + \frac{K_B T_e}{e B_0} \frac{\nabla n}{n} + \frac{v_{en}}{\Omega_e} (\vec{V}_D - \vec{U}) \right]}{1 + \left(\frac{\Omega_e}{v_{en}} \right)^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} = -\frac{K_B T_i}{m_i} \frac{\nabla n}{n} + \Omega_i \left(\frac{\vec{E}}{B_0} + \frac{\vec{E}_0}{B_0} + \vec{v}_i \times \frac{\vec{B}}{B_0} \right) - v_{in} (\vec{v}_i - \vec{U}) - (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \Rightarrow \vec{J} = n (\vec{V}_i - \vec{V}_e) = n (\vec{v}_i - \vec{V}_D - \vec{v}_e) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \Phi + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \left[\frac{\partial n}{\partial x} - \kappa_e \frac{\partial n}{\partial z} \right] + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \left[\kappa_e \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial z} \right] \\ &= \frac{k_B T_e}{e} \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right] - B_0 V_D \left[\kappa_e \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial z} \right] + \left[\frac{1}{\kappa_e} + \kappa_e \right] B_0 \left[\frac{\partial n}{\partial x} V_{ix} + \frac{\partial n}{\partial z} V_{iz} + \frac{\partial V_{ix}}{\partial x} + \frac{\partial V_{iz}}{\partial z} \right] \\ & - B_0 U \left[\frac{1}{\kappa_e} \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] - B_0 \left(\frac{1}{\kappa_e} \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

其中(1)式為連續方程式，(2),(3)式則為動量方程式(Momentum equation)推導的電子與離子運動方程式，若將(2),(3)式代入(4)式準中性條件方程式，則可得到(5)式柏松方程式(Poisson equation)，求解(5)式可以獲致擾動電場，再代回(2),(3)式即可求出電漿運動速度，然後，經由連續方程(1)就可獲致下一時序的電漿密度分佈，

如此輾轉反覆運算即能模擬電漿的發展，其它詳細說明請參閱 Fern & Kuo [2001, 2009b]。然而，(5)式標示紅色的部分則與風切效應有關，這裡的風切建構必須考量模擬邊界週期效應，故我們採用 hyperbolic function 建立一個垂直成層結構的風場方程式如下：

$$U(z) = U_{\max} \times \left(1 - \tanh^2 \left(\frac{z - z_{\text{peak}}}{\delta z} \right) \right) \quad (6)$$

其中 z_{peak} 表峰值位置， δz 表垂直變化的尺度大小， U_{\max} 表峰值最大風速。至於其它相關背景參數如表 1 所示。

然後，垂直各層導入一水平電漿密度擾動波，即： $n(x, z) = n_0(z) - \delta n \sin(kx)$ ，經過一系列數值求解，可獲致隨時間變化的二維電漿密度 $n(x, z, t)$ ，我們可進行二維灰度分析以瞭解二維電漿波發展情形，亦可利用二維傅立葉級數轉換的峰值分析進行電漿波相速分析，相關分析方法請參閱[[Fern & Kuo, 2009a]。

3. 模擬結果

3.1 強背景極化電場的風切影響

為了進行大尺度風切結構與FB電漿波的二維模擬，我們考慮垂直尺度較大的二維空間，即 $X \times Z = 27\text{m} \times 2700\text{m}$ ，其中空間網格點為 $NX \times NZ = 121\text{pts.} \times 3001\text{pts.}$ ，而對應的空間解析度為 $dx \times dz = 0.225\text{m} \times 0.9\text{m}$ 。整個二維模型係考慮夜間的电離E層背景環境，如圖(1)所示，其中背景極化電場 E 設為 -12.88m(V/m) (可產生電子漂移速度 $V_D = 460\text{m/s}$)，此電場已超過臨界電場強度 $E = -12.2\text{m(V/m)}$ 可以發展雙流體電漿波。同時，我們也應用(6)式推導沿電子漂移速度 V_D 方向分佈的三種成層風切結構類型，如圖(2a)所示的Case(A)，其中紅、綠、藍線依風切的風速變化劇烈程度分類為A1、A2、A3等三級，而紅線A1級的風切變化最劇烈。於是，當垂直各層導入3m水平擾動波(即水平波動模態 $k=9$)，即可進行電漿波與風切作用關係的模擬分析。圖(3a)為時間 $t=0.73\text{s}$ 的電漿密度灰度分析，我們可發現風切範圍內的電漿波明顯被抑制且消失，但若考慮弱風切的三種成層風切結構類型，如圖(2b)所示的Case(C)，其中風速變化劇烈程度比照Case(A)分類C1、C2、C3等三級，則由圖(3b)的電漿密度灰度分析(時間為 $t=0.73\text{s}$)可發現風切範圍內的電漿波仍存在，但強度較弱，似乎受抑制程度較小。今如果將成層風切結構沿相反電子漂移速度方向分佈，如圖(2b)所示的Case(D)，則由圖(3c)可發現風切範圍內的電漿波強度反而增大，意味此條件有利於電漿波的發展。

為了進一步比較 Case(A)、Case(C)與 Case(D)的電漿波發展情形，我們以某固定高度進行水平模態 9 的電漿波(即 3m 波動)分析，圖(4)顯示其中的 Case(A3)、Case(C3)與 Case(D3)在 $z=1260\text{m}$ 與 $z=540\text{m}$ 等兩處高度之電漿波分析，其中 $z=1260\text{m}$ 位於風切範圍內，而 $z=540\text{m}$ 則表風切範圍外。結果可證實 Case(A3) 風切範圍內($z=1260\text{m}$)的電漿波振幅衰減最明顯，而 Case(D3)則反而成長最明顯，至於風切範圍外($z=540\text{m}$)的電漿波皆傾向成長，因強背景電場強度之故。

3.2 弱背景極化電場的風切影響

根據 4.1 節風切效應模擬結果可知，若成層風切結構分佈與電子漂移速度 V_D 相反，則有利於電漿波發展。於是，這裡假設一個弱背景極化電場 $E = -11.2\text{m(V/m)}$ ，因其強度低於臨界電場強度，不利於電漿波發展，故可以探究沿電子漂移速度相反方向分佈的成層風切結構是否能增進電漿波發展。我們考慮強風切圖(2a) Case(B)的三種型態進行模擬，圖(5a)顯示時間 $t=0.73\text{s}$ 的電漿密度灰度分析，可發現B2, B3 的風切

範圍內電漿波有明顯成長且部分已達至飽和，但B1型態的電漿波發展則受到抑制而消失。可能原因是風切的風速隨高度變化劇烈且成層風切結構範圍太小所致。至於風切範圍以外的電漿波則因弱背景電場強度之故，皆明顯衰減而消失。若進一步分析Case(B1)與Case(B3)高度 $z=1260\text{m}$ (位於風切範圍內)與 $z=540\text{m}$ (位於風切範圍外)的電漿波振幅隨時間的發展，如圖(6)所示，可證實Case(B3)風切範圍內的電漿波明顯成長，但Case(B1)及所有風切範圍以外的電漿波皆呈現衰減。

另外，若考慮弱風切的 CaseD 型態進行電漿波模擬，則由圖(5b)的電漿密度灰度分析可發現 Case(B2)及 Case(B3)風切範圍內的電漿波發展較緩和。換言之，弱背景電場環境的風切強弱會影響雙流體電漿波的發展。

3.3 電漿波傳播相速估測

根據電漿波振幅隨時間的分析，我們可利用峰值估算技術[Fern & Kuo,2009a]來進行相速分析。不過，其於先前 4.1 與 4.2 節的數值模擬結果比較，我們採用 4.2 節弱背景電場條件的 Case(B3)風切型態進行相速分析，如此可避免非風切區的電漿波成長干擾。我們針對上層風切處 $z=1620\text{m}$, 1530m , 1440m 等三處高度，並考慮線性成長初期及飽合成長後期進行電漿波相速分析，相關結果如表(2a)所示，其中也列出風速大小。我們可發現每處高度的相速皆不同且隨著風速增大而減小，此現象可依據均勻中性風場理論加以解釋。另外，飽和後期的相速明顯較低，此結果符合 FB 電漿波飽和理論。為了瞭解不同成層風切結構對電漿波相速的影響，我們也檢視 Case(B2)近似風速處的相速分析，如表(2b)所示。我們發現線性初期的相速與 Case(B3)幾乎相同，但飽和後期相速卻有一些差異。至於飽和振幅方面，Case(B3)明顯大於 Case(B2)，這可能與成層範圍有關。另外，風速愈大，電漿波成長振幅愈大，代表其成長率較大，可能是隨著離子與電子的漂移速度差異增大所致。

4. 結論與討論

過去一些觀測文獻[Bishop et al., 2005; Larsen, 2002; Hysell et al., 2002; Larsen & Odom., 1997]已發現電離 E 層存在成層風切的結構，而根據我們對於不同成層風切型態進行二維 EB 電漿波模擬，結果發現成層風切若沿電子漂移速度方向發展，則不利於電漿波發展，但方向相反則有利於電漿波的發展，此結果近似均勻中性風場造成的效應[Fern & Kuo,2009b]，主要係離子受中性大氣粒子碰撞而隨中性風場漂移運動，故反向的風速能導致離子與電子漂移速度差異擴大，以致僅需弱背景電場即可發展 FB 體電漿波，電子漂移速度與電漿波相速也相對減小。同時，風切的風速隨高度變化導致電漿波相速亦隨高度變化，但如果成層風切結構範圍太小造成風速變化太劇烈，則除了鄰近不同相速的電漿波交互作用導致飽和相速下降之外，並會影響 FB 電漿波的發展。反之，若成層風切結構範圍擴大，則 FB 電漿波能從風切處獲得較多能量，譬如：風切範圍較大的 Case(B3)，其電漿波成長至飽和的振幅最大。

總之，我們完成了不同成層風切結構的 FB 電漿波模擬分析，證實風切確實會對 FB 電漿波發展造成影響。由於電離 E 層的成層風切結構可能源自於低層大氣重力波，故我們的模擬有助於瞭解低層中性大氣與高層離化大氣間的交互作用，進而可探究整個大氣能量收支情形，未來可進一步配合雷達或衛星相關的觀測資料進行比對分析。

誌謝

本文承蒙國科會計畫 NSC100-2111-M-224-001 與 NSC 101-2111-M-275-001 的資助，以及本次研討會

主辦單位大葉大學的協助，得以順利發表，特此感謝。

參考文獻

- Balsley, B. B., B.G. Fejer, & Farley, D.T. (1976). Radar measurements of neutral winds and temperatures in the equatorial E-region, *J. Geophys. Res.*, 81, 1457-1459.
- Bishop, R. L., Earle, G. D., Larsen, M. F., Swenson, C. M., Carson, C.G., Roddy, P. A., Fish, C., & Bullett, T.W. (2005). Sequential observations of the local neutral wind field structure associated with E region plasma layers, *J. Geophys. Res.*, 110, A04309.
- Bowles, K.L., Balsley, B. B., & Cohen, R. (1963). Field-aligned E region irregularities identified with acoustic plasma waves, *J. Geophys. Res.*, 68, 2485-2501.
- Broche, P., Crochet, M., & Gagnepain, J. (1978). Neutral winds and phase velocity of the instabilities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 83, 1145-1146.
- Cohen, R., & Bowles, K. L. (1967). Secondary irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 72, 885-894.
- Farley, D. T., Fejer, B. G., & Balsley, B. B. (1978). Radar observations of two-dimensional turbulence in the equatorial electrojet, 3, Nighttime observations of type 1 waves, *J. Geophys. Res.*, 83, 5625-5632.
- Farley, D. T., & Fejer, B. G. (1975). The effect of the gradient drift term on type 1 electrojet irregularities, *J. Geophys. Res.*, 80, 3087-3090.
- Farley, D. T. (1963). A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 68, 6083-6097.
- Fern, C. L., & Kuo, F. S. (2009a). Numerical study of plasma density gradient effects on Farley-Buneman waves traveling in the equator E region, *Terr. Atmos. Ocean. Sci.*, Vol.20, No.4, 645-659.
- Fern, C. L., & Kuo, F. S. (2009b). Simulations of wind field effect on pure two-stream wave in the equatorial electrojet, *Terr. Atmos. Ocean. Sci.*, Vol.20, No.2, 395-409.
- Fern, C. L., Kuo, F. S., & Fern, C. K. (2007). The study for plasma density gradient effect on the E region two-stream waves, 2007 taiwan geosciences assembly, Longtan, Taiwan.
- Fern, C. L. (2006). A numerical study of plasma density gradient and neutral wind effects on the E region two-stream waves, The seventh cross-strait space sciences workshop, Chung-Li, Taiwan.
- Fern, C. L., & Kuo, F. S. (2005a). Numerical study of vertical wave packet motion of pure two-stream waves in the equatorial electrojet, *Chin. J. Phys.*, Vol.43, No.1-I, 70-85.
- Fern, C. L., & Kuo, F. S. (2005b). Numerical study of the wavelength dependence vertical group velocities of pure two-stream waves in the equatorial electrojet, The 11th international symposium on equatorial aeronomy and CAWSES mini-workshop, Taipei, Taiwan.
- Fern, C. L., Chou, S. Y., & Kuo, F. S. (2001). Simulations of Spectral Asymmetries of Pure Two-Stream Waves in the Equatorial Electrojet, *Chin. J. Phys.*, 43, No.2, 143-162.
- Hanuise, C., & Crochet, M. (1981). 5-50-m wavelength plasma instabilities in the equatorial electrojet 2. Two-stream conditions, *J. Geophys. Res.*, 86, 3567-3572.
- Hysell, D. L., Drexler, J., Shume, E. B., Chau, J. L., Scipion, D. E., Vlasov, M., Cuevas, R., & Heinselman, C. (2007). Combined radar observations of equatorial electrojet irregularities at Jicamarca, *Ann. Geophys.*, 25,

457-473.

- Hysell, D.L., Chau, J. L., & Fesen, C.G. (2002). Effects of large horizontal winds on the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 107, 10.1029/2001JA000217.
- Kudeki, E., Fairly, D. T., & Fejer, B. G. (1985). Theory of spectral asymmetries and nonlinear currents in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, 90, 429-436.
- Larsen, M.F., & Odom, C.D. (1997) Observations of altitudinal and latitudinal E-region neutral wind gradients near sunset at the magnetic equator, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1711-1714.
- Larsen, M.F. (2002). Winds and shears in the mesosphere and lower thermosphere: Results from four decades of chemical release wind measurements, *J. Geophys. Res.*, 107, 10.1029/2001JA00218.
- Kagan, M. L., & Kelley, M. C. (1998). A wind-driven gradient drift mechanism for mid-latitude E-region ionospheric irregularities, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 4141-4144.
- Oppenheim M., Dimant, Y., & Dyrud, L. P. (2008). Large-scale simulations of 2-D fully kinetic Farley-Buneman turbulence, *Ann. Geophys.*, 26, 543-553.
- Swartz, W.E. (1997). CUPRI observations of pre-sunrise vertical type-I echoes from the equatorial electrojet above Alcantara, Brazil, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2499-2502.

表 1 模擬的電離 E 層背景條件參數

靜磁場, B_{0y}	0.28	G
平均電子密度, N_0	1×10^{11}	m^{-3}
溫度 T_e, T_i	230	K
有效離子質量	5.0×10^{-26}	Kg
$e^{-1} - n$ 碰撞頻率, ν_{en}	4.0×10^4	s^{-1}
Ion - n 碰撞頻率, ν_{in}	2.5×10^3	s^{-1}

表 2 Caes(B3)與 Case(B2)之不同高度的電漿波相速分析

(a) Case(B3)

高度 z(m)	風速(m/s)	線性初期相速(m/s)	飽和後期相速(m/s)	飽和成長最大振幅
z=1440m	-89.85	296.21	263.54	9.15
z=1530m	-66.29	310.32	289.06	6.24
z=1620m	-42.21	320.02	311.67	4.36

(b) Case(B2)

高度 z(m)	風速(m/s)	線性初期相速(m/s)	飽和後期相速(m/s)	飽和成長最大振幅
z=1410.3m	-89.85	296.21	256.02	3.18
z=1470.6m	-66.16	308.98	280.02	2.44
z=1530m	-42.32	320.02	303.75	1.83

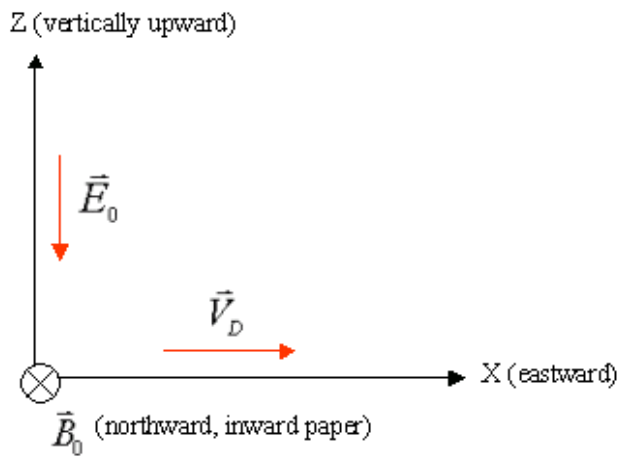


圖 1 磁赤道區夜間電離 E 層之二維空間結構

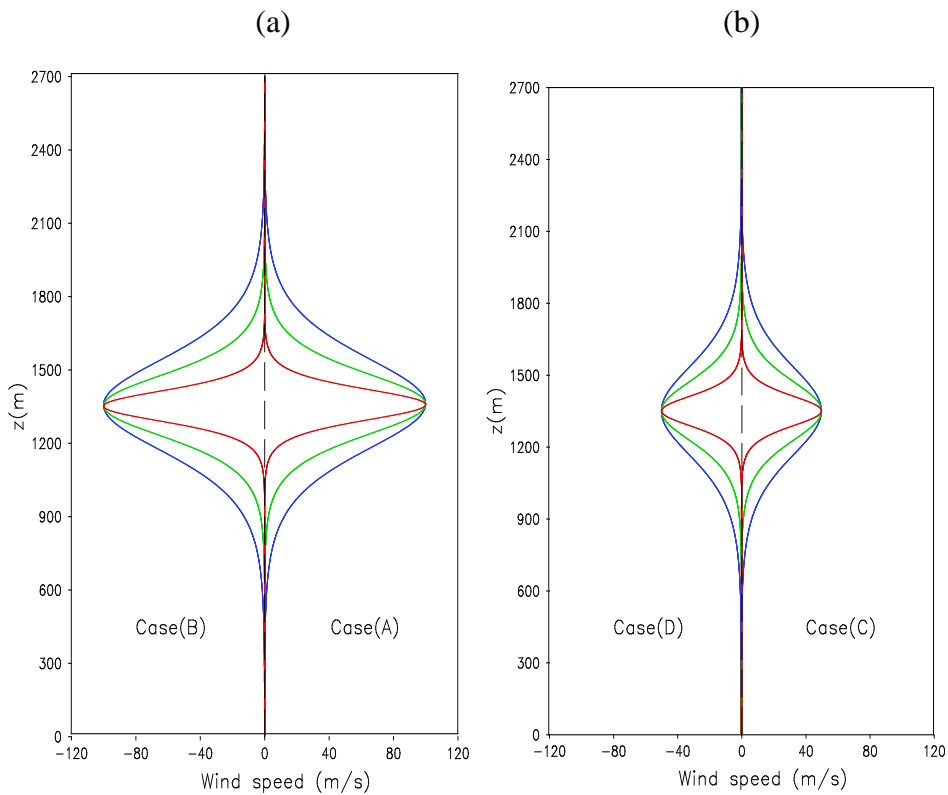


圖 2 不同成層結構的風切型態，其中左圖風速峰值為 100m/s，而右圖則為 50m/s。

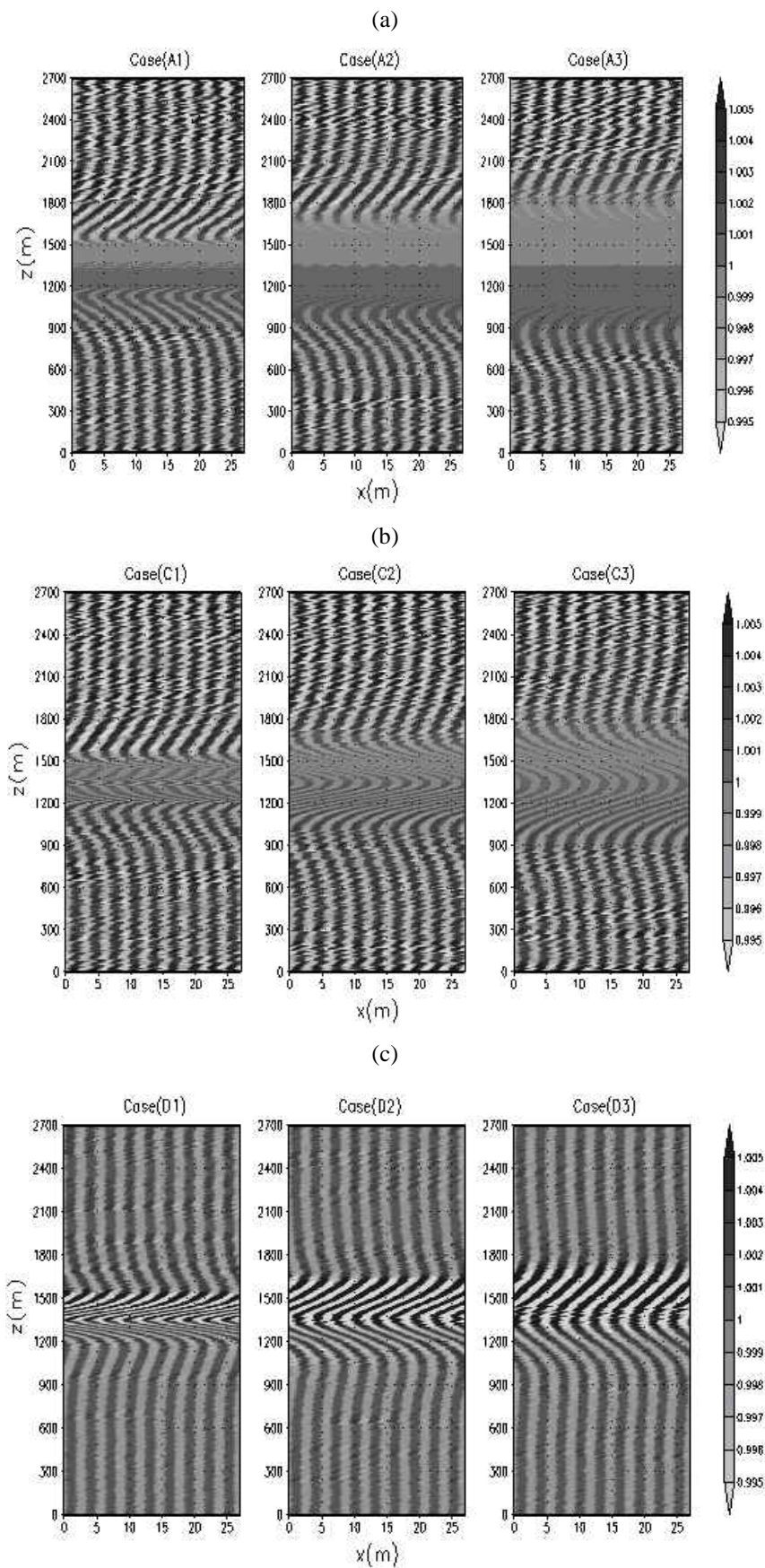


圖 3 強風切 Case(A)與弱風切 Case(C)、(D)之電漿波二維模擬的電漿密度灰度分析

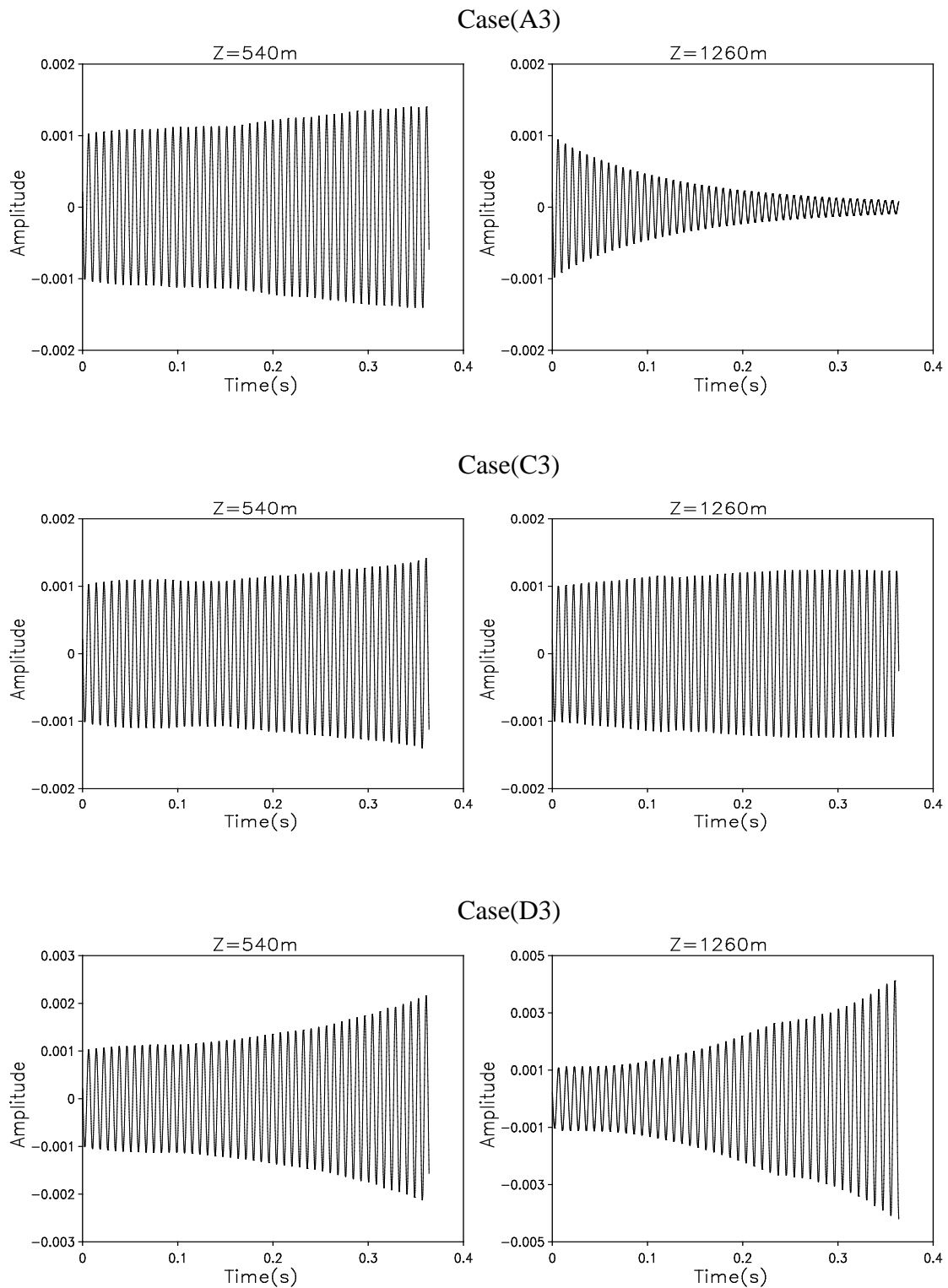


圖 4 Case(A3)、Case(C3)與 Case(D3)風切外(z=540m)與風切內(z=1260m)的電漿波振幅隨時間變化分析。

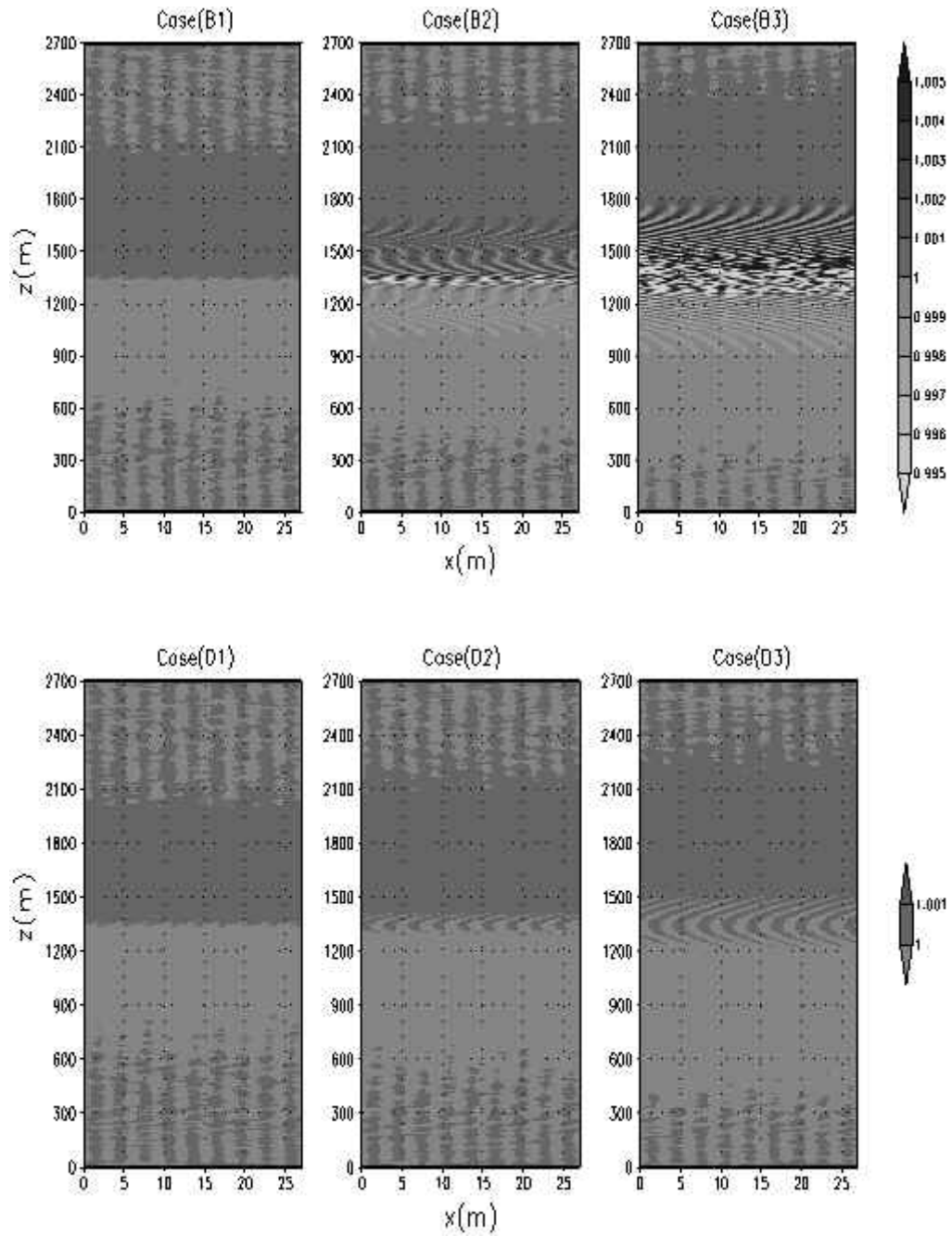


圖 5 弱背景電場條件的強風切 Case(B)與弱風切 Case(D)電漿波模擬之電漿密度灰度分析。

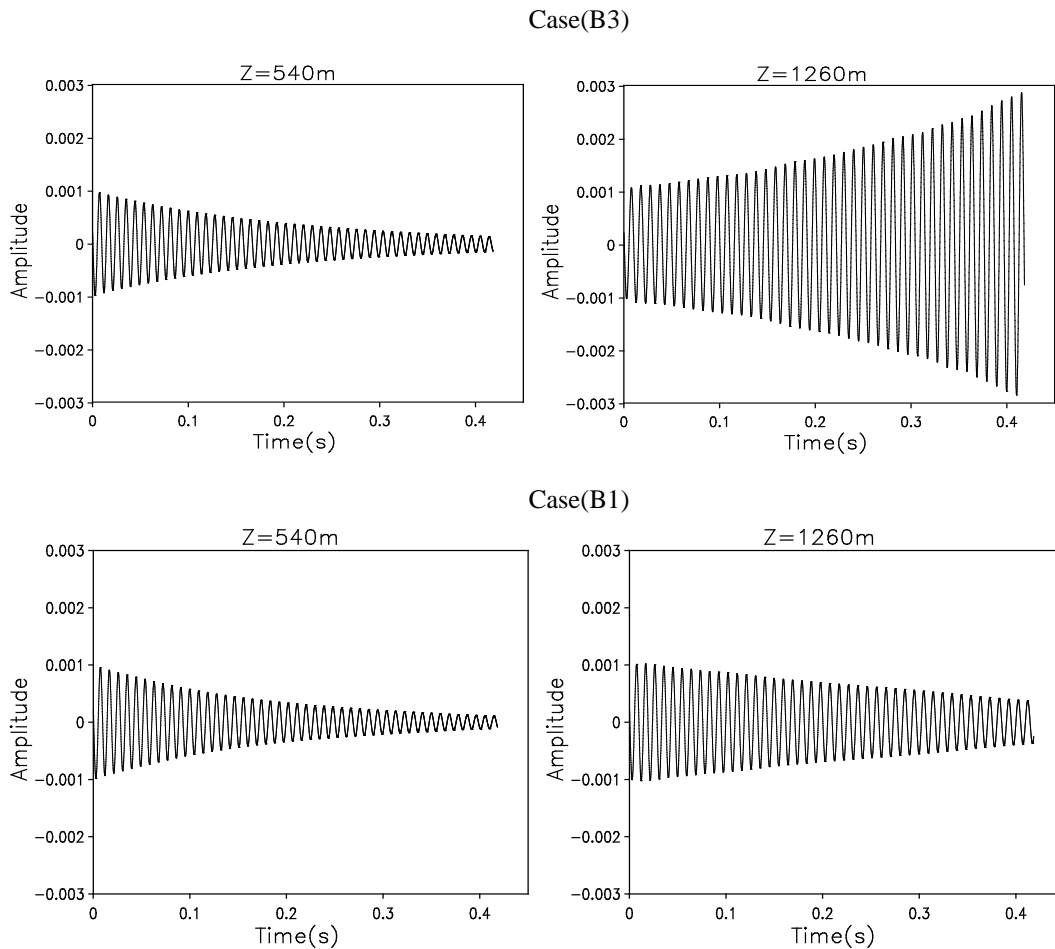


圖 6 Case(B3)與 Case(B1)風切外(z=540m)與風切內(z=1260m)的電漿波振幅隨時間變化分析

THE STUDY OF WIND SHEAR EFFECTS ON FARLEY-BUNEMAN WAVES FOR DIFFERENT BACKGROUND ELECTRIC FIELDS IN E-REGION

Chi-Lon Fern^{1} Meng-Lung Huang¹ Jian-Hua Huang²*

¹Graduate School of Materials Science, National Yunlin University of Science and Technology

² Graduate School of Engineering Science and Technology, National Yunlin University of Science and Technology

*E-mail: fengcl@yuntech.edu.tw

ABSTRACT

For different background electric fields in E-region, we had performed the two-dimensional simulations of Farley-Buneman waves (FB waves) on different wind shear structure. The result shows that the effects of wind

shear mainly depend on the layer distribution direction and peak strength. If wind shear distributions along the electron drift velocity, the evolution of FB waves will be limited. However, the wind shear distributions along the opposite direction will favor the evolution of FB waves. Moreover, it can also be demonstrated that the effects of strong wind shear dominate the development of FB waves for different background electric field. Additionally, from the analysis of phase velocities of FB waves at different height, the variation of wind speed on wind shear will cause phase velocities changing with height. This phenomenon can be explained by the relevant theory of uniform wind field.

Keywords: *Farley-Buneman waves, Wind shear, Phase velocity, E-region.*