

渦流運動與季節平均緯向平均環流的診斷研究

— E-P剖面圖的應用

周仲島

李淑貞

國立台灣大學大氣科學系

(中華民國七十五年十月六日收稿, 十月十三日定稿)

摘要

E-P 經向剖面圖中包含了由渦流水平動量通量和水平熱量通量組合而成的 E-P 通量向量場及此向量場在垂直經向剖面上輻散值的分佈。在準地轉理論下, E-P 通量向量的指向代表渦流能量傳播的方向, 而 E-P 通量輻散值的大小, 代表渦流對平均緯流風加速或減速淨效應的大小。因此, 計算各種渦流的 E-P 通量及通量輻散, 並將兩者繪製在同一垂直經向剖面圖上, 在診斷緯向平均環流維持的機制及了解渦流在其中所扮演的角色, 較傳統分析方法來得直接且物理意義清楚。

本文採用 5 年北半球季節平均資料, 分別計算滯性渦流、瞬變渦流及總渦流的 E-P 通量與 E-P 通量輻散值。著重於討論 E-P 剖面圖在不同季節中分佈的特性。冬季的 E-P 剖面圖, 在中緯度地區瞬變渦流分佈和滯性渦流分佈呈顯著的不同。滯性渦流的 E-P 通量輻散場分佈較狹窄, 而瞬變渦流的分佈則較寬廣; 且瞬變渦流的 E-P 通量值、E-P 通量輻散值都比滯性渦流來得大。此結果顯示冬季中緯度大尺度環流的維持, 主要來自瞬變渦流(即斜壓波)的貢獻。夏季 E-P 剖面圖在副熱帶地區, 滯性渦流所顯示的訊號較強, 這和夏季季風系統有關。在春季 E-P 剖面圖, 可看出其同時兼具冬、夏二個季節的特性, 是一個即將由較具斜壓性的冬季天氣型態轉換成以季風為主夏季天氣型態的過渡期。秋季 E-P 剖面圖所顯示的型態和春季類似, 但強度較弱, 也是屬於一個明顯季節轉換期型態, 只是過程恰好和春季相反。

文中並繪製了 E-P 通量年際變化分佈圖, 期經由各種渦流通量年際變化穩定性分析, 提供氣候模式研究人員在渦流通量參數化方面的參考。

一、前言

Eliassen and Palm 在七十年代初期, 提出了一個波動和平均流之間交互作用有關的定理 (Eliassen-Palm theorem) (Eliassen and Palm, 1961)。這個理論引進了二個重要的物理量, 一個是由渦流水平熱量通量和動量通量組合而

成的向量場, 一般稱之為 Eliassen-Palm 通量 (以下簡稱爲 E-P 通量); 另一個是這個通量在經向垂直剖面上的輻散值, 稱爲 Eliassen-Palm 通量輻散 (以下簡稱 E-P 通量輻散) 分別以 \vec{F} 和 $\nabla \cdot \vec{F}$ 來表示。而由 \vec{F} 及 $\nabla \cdot \vec{F}$ 分別構成的向量場

以及等值線，在經向垂直剖面上的分佈圖，便是所謂的 Eliassen-Palm 經向剖面圖（以下簡稱 E-P 剖面圖）。

在準地轉假設下， β 平面，等壓座標上，E-P 通量和 E-P 通量輻散分別定義如下：

E-P 通量：

$$\vec{F} = \{ F_{(y)}, F_{(p)} \} \quad (1)$$

$$F_{(y)} = - \{ u * v * \} \quad (2)$$

$$F_{(p)} = \frac{f_0}{\delta p} \{ v * T * \} \quad (3)$$

E-P 通量輻散：

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{F} &= \frac{\partial}{\partial y} (F_{(y)}) + \frac{\partial}{\partial p} (F_{(p)}) \\ &= - \frac{\partial}{\partial y} \{ u * v * \} + f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{ \{ v * T * \} }{ \delta p } \right) \end{aligned} \quad (4)$$

在此，“{ }”表示緯向平均值，而“*”則表示緯向平均後所剩餘的變量，亦即渦流（eddies）項，在此所使用的符號及定義可參閱 Lorenz（1967）。

$F_{(y)}$ ， $F_{(p)}$ 分別是 E-P 通量的南北分量和垂直分量； f_0 是科氏參數（ $= 2 \Omega \sin \phi_0$ ， Ω 是地球旋轉速率， ϕ_0 取北緯 45 度）； δp 是靜力穩定度，定義如下：

$$\delta p = - \frac{ \langle T \rangle }{ \langle \theta \rangle } \frac{ \partial \langle \theta \rangle }{ \partial p } \quad (5)$$

在此：

$\langle T \rangle$ 、 $\langle \theta \rangle$ 分別是緯向平均溫度場和位溫場。在一般中緯度大氣， $\delta p > 0$ 。

由(2)、(3)可看出，E-P 通量的水平分量是渦流的水平動量通量負值，而垂直分量則是渦流熱量通量乘上科氏參數和靜力穩定度的比值所組成的。

Eliassen and Palm (1961) 指出，對一個恒定狀態（Steady State）（也就是 $\partial / \partial t$

$= 0$ ）下，保守（conservative）且屬於波動型態（wave-like）的擾動，在平均流中，其 \vec{F} 的輻散值等於零。亦即渦流透過水平動量通量對平均流的加速效應，正好被渦流駛引之平均經向環流透過科氏力矩產生的加速互相抵消，所以淨的渦流對平均流加速效應為零。這也正是 Charney and Drazin (1961) 所提出的平均流無加速理論（mean flow nonacceleration theorem）。

然而，在實際大氣中，這種無加速理論的成立條件，往往很難同時滿足，經由許多非保守過程（如消散過程），以及隨時間變化的瞬變過程，使得波動會有淨效應來改變平均緯流場，也就是 $\nabla \cdot \vec{F} \neq 0$ 。由於 $\nabla \cdot \vec{F}$ 正是渦流對平均流淨效應的代表，所以，由 E-P 經向剖面圖中 $\nabla \cdot \vec{F}$ 的分佈可提供渦流對平均流淨效應的直接判斷。

在準地轉理論下，由於 $\nabla \cdot \vec{F}$ 就等於準地轉渦流的位渦度通量。對任一個緯度以北的區域，其位渦度要保守，則其位渦度通量的輻散或輻合必為零。而非零的位渦度通量，主要是來自於波動的消散過程（wave dissipation）和波動的瞬變過程（wave transience）。換言之，我們可以從 E-P 通量輻散場的分佈，來看波動位渦度通量傳遞情形。因此， $\nabla \cdot \vec{F}$ 不等於零的地方，在不考慮臨界層（Critical level）（即 $(\langle u \rangle - c) = 0$ 處， c 代表擾動的相速度， $\langle u \rangle$ 是平均緯流風。）時，就正是波動的瞬變效應和消散效應不為零的地方，也就是波動對平均流有淨的加速或減速的地方。

以波動能量傳遞觀點來看，由於 E-P 通量方向正是波動能量通量傳遞的方向，也就是波動群速（group velocity）的方向。因此我們也可以由 E-P 通量向量場的分佈，來看波動能量在南北及垂直面上的傳送情形。

在波動和平均流交互作用過程中，波動的動量通量和熱量通量是一個很好的能量轉換指標。在大氣能量循環中，渦流的熱量通量代表著經由斜壓過程能量的轉換；而渦流的動量通量，則代表經由正壓過程能量的轉換。E-P 剖面圖，同時提供了這

兩種通量的混合。因此，由E—P通量向量場的分佈型態，我們可以直接判斷有關大氣能量經由斜壓過程和正壓過程轉換的訊息。

E—P通量及E—P通量輻散，提供了波動和平均流間交互作用一個很好的診斷方法。這個方法的運用，如早期用來診斷平流層突然增溫(Sudden Stratospheric Warming)現象的Dunkerton et al. (1980)和Palmer (1981)等。以及應用在診斷平流層赤道區緯流風的準二年週期振盪(Quasi-Biennial Oscillation)現象的Plumb et al. (1978); Coy (1979); Dunkerton (1980)。同時運用這種方法來診斷大氣環流運動的，先後有最早將其用在對流層大氣環流診斷的Edmon et al. (1980); 其後則有Sato (1980); Karoly (1982 a、b); Hartmann et al. (1984); Baldwin et al. (1985)等。其中Edmon et al. (1980)是利用兩組氣候資料計算E—P剖面圖，來探討此兩組氣候資料的穩定性；而Sato (1980)則是利用觀測資料，計算E—P剖面圖，分析準滯性行星波動對大氣平均緯流風加速的效應。

本文的主要目的是計算不同季節中，北半球E—P通量以及E—P通量輻散剖面圖分佈情形。希望藉由這種診斷方式，來探討不同季節中，各種不同渦流在緯向平均環流維持上所扮演的角色。在本文中所採用的資料，是使用一組五年的北半球季節平均資料，分別計算四個季節中，滯性渦流(Stationary Eddies)，瞬變渦流(Transient Eddies)以及總渦流(Total Eddies)的E—P通量和E—P通量輻散，根據計算結果，分別探討各季節中，平均緯流風場〔u〕和緯向平均溫度場〔T〕的分佈與維持和滯性渦流及瞬變渦流間的關係。

另一方面，本文也計算了各個季節中，經由斜壓過程以及正壓過程能量轉換的情形。將這些結果和E—P剖面圖分析的結果，做一比較。同時並評估在使用E—P剖面圖來診斷分析緯向平均環流時是否有其較優之處。另一方面也可藉著這種觀點的

研究，來詮釋不同季節中大氣環流的特性以及維持機制。最後並計算了E—P通量的年際變化分佈，期提供氣候學者在處理有關渦流效應參數化時的參考。

二、理論背景

有關E—P剖面圖在大氣環流波動與平均緯流風交互作用，相關研究中的應用，在國內尚屬陌生，因此在本節中利用一些篇幅，回顧一下E—P剖面圖理論的基礎及所代表的物理意義。

(一)轉換尤拉平均系統

大氣運動在準地轉近似、 β -平面、等壓座標上的尤拉平均運動控制方程組為：

緯向平均水平運動方程：

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} - f_0 \langle v \rangle = -\frac{\partial}{\partial y} \langle u^* v^* \rangle + \langle \mathcal{F} \rangle \quad (6)$$

緯向平均熱力方程：

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} - \delta p \langle \omega \rangle = -\frac{\partial}{\partial y} \langle v^* T^* \rangle + \langle Q \rangle \quad (7)$$

連續方程：

$$\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle \omega \rangle}{\partial p} = 0 \quad (8)$$

地轉平衡方程：

$$f_0 \langle u \rangle = -\frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial y} \quad (9)$$

靜力方程：

$$-\frac{\partial \langle \Phi \rangle}{\partial p} = \frac{R \langle T \rangle}{P} = \langle \alpha \rangle \quad (10)$$

由(9)、(10)合併，可得熱力風平衡方程：

$$\frac{\partial \{u\}}{\partial p} = \frac{R}{f_0 p} \frac{\partial \{T\}}{\partial y} \quad (11)$$

在本文中，所採用的符號，是沿用 Lorenz (1967) 所使用的符號。其中 $\overline{(\quad)}$ 代表時間平均， $\{(\quad)\}$ 代表緯向平均。以 $\langle \quad \rangle$ 表瞬變項，以 $(\quad)^*$ 表渦流項。其中 $\{ \mathcal{F} \}$ 、 $\{ Q \}$ ，分別代表緯向平均的摩擦消散項和非絕熱加熱項。由上面的方程組，我們可以看出渦流效應主要來自 (6) 式中的渦流水平動量通量輻合項， $-\partial \{ u^* v^* \} / \partial y$ ，以及 (7) 式的渦流水平熱量通量輻合項，

$$-\partial \{ v^* T^* \} / \partial y \quad (12)$$

從以往許多大氣環流的研究中，我們知道渦流在大氣環流的維持上，扮演著極重要的角色 (Lorenz, 1967)。然而，其淨效應的大小與平均經向環流相互間孰者為重、孰者為輕，至今仍未完全解決。例如，Dunkerton et al. (1980)，曾利用波數 2 的波動和平均流產生交互作用的數值模擬，來研究平流層突然增溫現象。他們使用上述的尤拉平均控制方程組來做診斷分析，結果發現在 (6) 式中的渦流動量通量輻合項幾乎和非地轉科氏項 $f_0 \{ v \}$ 互相抵消。也就是在這個系統中，平均流隨時間的變化只是這兩大項抵消後的一小剩餘項。模擬出的平均流是隨時間減速，並由原來的西風轉成東風。這種使平均流減速的效應，到底是渦流動量強迫較重要，還是平均環流經由科氏強迫比較重要，在這種系統中，難以診斷判斷。另一方面，由於此時平流層極區平均經向環流在這裡是屬上升運動，在不考慮非絕熱效應下，這樣的環流結構，並不能夠圓滿地解釋平流層冬季極區突然增溫的現象。

為了尋找更適切的方法來解釋渦流對平均緯流變化的淨效應，同時，希望瞭解在真實大氣中，渦流對大氣中熱量和動量的傳遞過程在大氣環流的維持上所扮演的角色，Andrews and McIntyre (1976)，提出了一個新的概念，他們利用轉換的尤拉平均方程組，來做平均緯流隨時間變化的診斷分析，以探討波動和平均流交互作用的過程。

首先定義一個剩餘經向環流 (Andrews and McIntyre, 1976)

$$\{ \omega \}^R = \{ \omega \} - \frac{\partial}{\partial y} (\{ v^* T^* \} / \delta p) \quad (12)$$

$$\{ v \}^R = \{ v \} - \frac{\partial}{\partial p} (\{ v^* T^* \} / \delta p) \quad (13)$$

在此 $\{ v \}^R$ 、 $\{ \omega \}^R$ 分別是剩餘經向環流的水平分量和垂直分量。

經由這個定義，把渦流對平均經向環流的貢獻和非絕熱效應、摩擦消散效應等對平均經向環流的貢獻分開。將 (12)、(13) 的定義分別代入 (6) ~ (10) 尤拉平均運動控制方程中，可得一組轉換的尤拉平均方程組

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ u \} - f_0 \{ v \}^R &= -\frac{\partial}{\partial y} \{ v^* u^* \} \\ &+ f_0 \frac{\partial}{\partial p} (\{ v^* T^* \} / \delta p) \\ &+ \{ \mathcal{F} \} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ T \} - \delta p \{ \omega \}^R = \{ Q \} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \{ v \}^R + \frac{\partial}{\partial p} \{ \omega \}^R = 0 \quad (16)$$

由前言中 E-P 通量輻散的定義，(14) 可改寫成

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ u \} - f_0 \{ v \}^R = \nabla \cdot \vec{F} + \{ \mathcal{F} \} \quad (17)$$

由 (11)、(15)、(16) 及 (17) 所組成的控制方程組便是所謂的轉換尤拉平均控制方程組。這種轉換控制方程組，有一個非常重要的特性，那就是渦流對平均流的強迫，可以由整個轉換方程組中唯一的一個渦流項， $\nabla \cdot \vec{F}$ ，來表示；也就是說，這個項代表渦流對平均流總強迫量。

Dunkerton et al. (1980)，曾計算了這

種由渦流的動量通量和熱量通量輻散值所組成的 E-P 通量輻散和緯向平均流加速值的關係。發現它們之間有很好的相關，也就是當 $\nabla \cdot \vec{F}$ 大於零時，平均緯流將會被加速；反之，則會被減速。而且，也經由這種診斷方法，圓滿地解釋平流層突然增溫現象。所以，經由這種轉換的尤拉平均控制方程，不僅簡化了傳統的尤拉平均控制方程；而且，在忽略非絕熱和摩擦效應下，我們也可以利用 E-P 通量輻散值來判斷渦流對平均流的強迫是屬於加速效應，或減速效應。同時，這種不直接用渦流熱量和動量通量來表示渦流效應，而以 E-P 通量組合成的向量場來表示渦流運動結構，具有一很重要的特性，即這種通量的方向正好和波動能量傳遞的方向一致 (Edmon et al., 1980; Palmer, 1981)。Karoly and Hoskins (1982)，利用幾何光學 Ray tracing 原理，討論羅士培波在緩慢變動介質中傳播的情形，結果證明在中緯度地區其波動能量傳播方向與 E-P 通量向量所指方向一致。因此，我們可以直接透過動量方程內，E-P 通量向量結構來判斷波動能量傳遞的方向，而不再需要分別考慮動量及熱量方程中渦流通量的情形。

(二) E-P 通量和準地轉位渦度通量

E-P 通量輻散的物理意義，可以利用準地轉位渦度方程來解釋。

對線性波動而言，準地轉的緯向平均位渦度方程為 (Boyd 1976)：

$$\frac{\partial [q]}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} [v^* q^*] + [S] \quad (18)$$

渦流的位渦度方程為：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + [u] \frac{\partial}{\partial x}\right) q^* + v^* \frac{\partial [q]}{\partial y} = -S^* \quad (19)$$

在此，[S]，S* 分別是緯向平均及渦流的位渦度匯或源，[q] 是緯向平均位渦度，其定義為：

$$[q] = f_0 + \beta y - \frac{\partial}{\partial y} [u] + f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{P}{\delta p R} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) \quad (20)$$

q* 是渦流的位渦度，定義如下：

$$q^* = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi^* + f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{P}{\delta p R} \frac{\partial \Phi^*}{\partial p} \right) \quad (21)$$

假設 u^* ， v^* 皆滿足地轉平衡，將 (21) 乘以 v^* ，並利用熱力風平衡的關係，取緯向平均，則可證明

$$[v^* q^*] = \nabla \cdot \vec{F} \quad (22)$$

也就是說 E-P 通量輻散值即代表渦流位渦度通量。

由 (19)，等號兩邊各乘以 q^* ，並取緯向平均可得：

$$[v^* q^*] = -[q]_y \left(\frac{\partial}{\partial t} [q^{*2}] - [q^* S^*] \right) \quad (23)$$

從上式可知，渦流位渦通量值的大小主要是由平均位渦場的南北梯度， $[q]_y$ ；渦流瞬變項， $\frac{\partial [q^{*2}]}{\partial t}$ ；以及渦流消散項， $[q^* S^*]$ ，的大小來決定的。若是渦流為恒定， $\frac{\partial [q^{*2}]}{\partial t} = 0$ ，保守， $[q^* S^*] = 0$ 則 $[v^* q^*] = 0$ ，便是平均流無加速理論的最原始物理意義 (Charney and Drazin, 1961)。

如果考慮在一斜壓大氣中，在某個等壓面上，位渦度代表單位面積上流體環流的強弱。對某一個緯度面而言，位渦度通量， $[v^* q^*]$ ，代表極向或赤道向位渦度傳送量的大小；換言之，若有北向的位渦通量，就表示在此緯度面以北的區域有環流加強的現象，也就是平均流會有加速的情形。若有南向位渦通量，則平均流將減速。所以，由 (22)，在 E-P 經向剖面圖中，我們可以由 E-P 通量輻散值的正、負來直接判斷緯向平均流加速或減速的情形。

(三) E-P 通量和波動能量

在本節中，我們將概略地討論波動能量通量 $(\omega^* \Phi^*)$ 、 $(v^* \Phi^*)$ 和 E-P 通量的關係。

首先，我們考慮波動能量垂直通量部份， $(\omega^* \Phi^*)$ 。在一個理想的大氣波動中，在絕熱情形下，假設平均緯流風減去相速 C 是正的，則 ω^* 與 Φ^* 呈明顯的負相關。也就是波動能量通量是向上的，亦即槽區有沈降運動而脊區有上升運動。此種情形，若是考慮一等壓面上，往極區移動的空氣塊將比往赤道移動的空氣來得暖，因此，會有淨的極向渦流熱量傳送。

如果用方程式，定量地描述這種沿著 $([u]-c)$ 水平流線移動時，氣塊本身的溫度隨時間改變的關係，在忽略非線性水平平流項 $u^* \partial T^* / \partial x$ 、 $v^* \partial T^* / \partial y$ 後，可以表示如下：

$$\frac{DT^*}{Dt} = ([u]-c) \frac{\partial T^*}{\partial x} = \sigma \omega^* \quad (24)$$

上式兩邊同時乘上 Φ^* ，取緯向平均，並且利用等式：

$$\left(\Phi^* \frac{\partial T^*}{\partial x} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} (\Phi^* T^*) - \left(T^* \frac{\partial \Phi^*}{\partial x} \right)$$

以及地轉近似方程：

$$v^* = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi^*}{\partial x}$$

可得

$$(\omega^* \Phi^*) = -([u]-c) \frac{f}{\sigma} (v^* T^*) \quad (25)$$

在此 $\sigma = \frac{R}{P} \delta p$

R：氣體常數

假如，有一個相對於波動是向東的流體，“波動能量”通量向上就隱含著有極向的熱量通量存在

。如果相對於波動的西向流則會有相反的情況。

再考慮經向波動能量 $(v^* \Phi^*)$ 部份。對理想渦流而言， v^* 和 Φ^* 有負相關，因為槽區有向極區的跨越等壓線流、脊區則有向赤道的跨越等壓線流。由於氣壓梯度力的作功，空氣塊在通過槽區時會“加速”，而在通過脊區時則會“減速”。這種跨越等壓線流，所導致的空氣塊加速或減速，乃由於非地轉科氏力矩的效應，造成緯向平均流的加速或減速。亦即當空氣塊從槽區向下游移動，其對平均緯流風所產生的加速大於氣塊從脊區向下游移動時，則將產生平均緯流風加速。反之，則產生減速。為進一步討論，我們可以把渦流的動量方程式表示：

$$\frac{Du^*}{Dt} = ([u]-c) \frac{\partial u^*}{\partial x} = f v^* \quad (26)$$

將 (26) 式兩邊乘上 Φ^* 取緯向平均，可得：

$$(v^* \Phi^*) = -([u]-c) (u^* v^*) \quad (27)$$

由上式可知：若波動能量通量向南，就表示有向北的渦流平均動量通量。

利用前言中的 E-P 通量定義和 (25)、(27) 式，我們可以得到一個在經向垂直剖面上波動能量和 E-P 通量的關係如下：

$$\vec{W} = (v^* \Phi^*) \hat{j} + (\omega^* \Phi^*) \hat{k} = ([u]-c) \vec{F} \quad (28)$$

在此， \vec{W} 是經向垂直剖面中能量通量向量，所以，由 (28) 可知， \vec{W} 和 \vec{F} 的方向在 $([u]-c)$ 值大於零的情況下，到處同向。此結果顯示，在準地轉假設下，E-P 通量向量所指的方向即是波動能量傳播的方向。

現在我們利用在恒定狀態下，波動不對平均緯流產生任何強迫的特殊情形下，來檢視波動能量通量 W 的特性。假設沒有臨界線存在，我們可將 (28) 寫成：

$$\nabla \cdot \vec{W} = \nabla \cdot \{([u]-c) \vec{F}\} \quad (29)$$

在 $\nabla \cdot \vec{F} = 0$ 時，可得

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{W} &= \vec{F} \cdot \nabla (u) \\ &= - (u \cdot v \cdot) \frac{\partial (u)}{\partial y} \\ &\quad - \frac{f_0}{\sigma} (v \cdot T \cdot) \frac{\partial (u)}{\partial p} \quad (30) \end{aligned}$$

在上式中，右邊兩項可看成是渦流分別經由正壓及斜壓過程，自緯向平均流或緯向平均溫度場中的平均動能與平均可用位能汲取能量將之轉換成渦流的動能或可用位能。在這裡需要注意的是，即使沒有伴隨著渦流的長大或衰減。這二項也可能同時為正。此結果顯示，即使渦流對緯向平均流沒有產生淨加速 ($\nabla \cdot \vec{F} = 0$)，渦流的能量通量輻散，($\nabla \cdot \vec{W}$) 却不一定要為零。因此，在診斷渦流與平均流的交互作用中，使用 E-P 通量是要比使用波動能量通量來得直接。

三、資料來源與處理

(一)資料來源

本文所採用的資料是 Oort and Rasmusson (1971) 從 1958 年 5 月到 1963 年 4 月，5 年的北半球季節平均資料。其分別以 12、1、2 月為冬季平均值；3、4、5 月為春季平均值；6、7、8 月為夏季平均值；9、10、11 月為秋季平均值。網格點配置，在經向方面，是從南緯 10 度到北緯 75 度，每 5 度一個資料，垂直方向共分 11 層，分別是 1000, 950, 900, 850, 700, 500, 400, 300, 200, 100, 50 毫巴等，共 18×11 個網格點資料。

文中有關 E-P 剖面圖年際變化計算部份是採用 Oort (1977) 冬季 (以 1 月平均為代表) 及夏季 (以 7 月為代表) 有關年際變化的資料。他所使用的原始資料也是 Oort and Rasmusson (1971) 的 5 年北半球觀測資料所計算出來的，所以網格點配置和季節平均部份完全相同。

(二)處理方法

為了繪圖上的方便，使用內插法將垂直不等間隔分層，改成每隔 100 毫巴一層的垂直分佈，共分成 10 層，從 1000 毫巴到 100 毫巴。而在水平範圍的選取，由於理論系統建立在準地轉的假設下，對於赤道附近低緯地區的系統，理論較不適用。然而為了得到較完整的北半球大氣環流的分析，所以在水平方向上選取從赤道到 $75^\circ N$ 每 5 度一個網格，總共 16 個網格資料。

E-P 經向剖面圖的繪製，是本文的主要工作。E-P 通量向量場的計算和尺度化的方法和 Edmon et al. (1980) 方法類似。即是先將 β -P 平面、轉成球面座標，在垂直等壓座標的系統下，計算求得 E-P 通量向量的水平分量和垂直分量，再依繪圖上水平單位距離和垂直單位距離所代表的實際長度比值，對這二個計算出來單位不同的分量做尺度化，而使其單位一致。經過這種尺度化之後，始可正確地顯現出其水平和垂直分量二者相對大小關係 (也就是箭頭的傾斜度。) 以及波動傳遞方向。這種 E-P 通量以及輻散值在球面座標上計算方式可參考 Edmon et al. (1980)。有關 E-P 經向剖面圖的繪製方法，也可從他們的論文中得知，故在此不再重述。

有關 E-P 通量年際變化圖，是分別用渦流水平動量通量和熱量通量的年際變化標準差值去計算 E-P 通量的水平分量和垂直分量標準差值，然後分別以長、短軸，繪出每一個 E-P 通量向量的年際變化可能分佈範圍。

由每個箭頭頂端不同形狀的圓或橢圓，可以判斷出不同渦流動量通量和熱量通量在不同季節中，相對的變化情形，以判斷其氣候統計上的穩定性。

四、季節平均的 E-P 剖面圖

由 E-P 通量和 E-P 通量輻散的定義，可知在 E-P 剖面圖中，當箭頭向量是向上且向赤道時，表示渦流水平動量通量是向北傳遞，且水平熱量通量也是向北傳遞的。當 E-P 通量有輻散時表示有往北的渦流位渦通量，亦即渦流對平均流淨效應

是加速效應，當 E-P 通量有輻合時，表示有淨減速效應。

以下，首先討論滯性渦流和瞬變渦流 E-P 通量和 E-P 通量輻散值的四季分佈；並比較它們的差異。同時並討論如何由 E-P 剖面圖來判斷渦流在維持觀測的大氣環流上，可能扮演的角色。

(一)滯性渦流 E-P 剖面圖：

圖 1.a 是冬季滯性渦流 E-P 剖面圖。最大向北熱量通量集中在中、低對流層 35°N 到 60°N 之間。在 0° 到 25°N 之間熱量通量、動量通量值都很小。最大向北動量通量發生在高對流層大約 200 毫巴，在 30°N 附近有極大值出現。在地面附近（ ~ 800 毫巴以下）有一個甚大的 E-P 通量輻散區，分佈在大約 30°N \sim 65°N 之間。同一緯度帶中高對流層有明顯的輻合區。

夏季的分佈（圖 1.b）顯示其熱量通量在中對流層，幾乎全部是向南的。在中緯度地區，冬季原本存在顯著的 E-P 通量輻散區，此時已經減弱許多。而在副熱帶地區的低對流層，形成一個明顯的輻合區。在高對流層，北緯 5 度到 40 度左右分佈著 E-P 通量輻散區。向南動量通量最大值，大約在 30°N 以南的高對流層。圖 1.b 在 15°N 到 25°N ，800 毫巴處，E-P 通量向量箭頭朝下，表示有很大的向南熱量通量存在。這種情形似乎是顯示在高對流層存在有一熱源，透過滯性渦流南傳之熱量通量，造成波動能量下傳。這種在高對流層伴隨滯性渦流傳送熱源的現象，Dickinson (1971) 曾提出可能是由於副熱帶地區深對流所造成的。尤其是以伴隨在亞洲季風的深對流和由青康藏高原地形舉升所伴隨的深對流所造成的非絕熱效應可能性最大。Edmon et al. (1980) 提出另一個看法認為是經由瞬變渦流和滯性渦流間非線性交互作用所產生的結果。然而，確實原因為何，尚待進一步的研究，利用機制的數值模式來模擬，將是很好的驗證方法。

圖 1.c 是春季的 E-P 剖面圖。在副熱帶地區

、低對流層，E-P 通量有明顯的向南熱量通量與甚大的輻合區出現，這是冬季滯性渦流 E-P 剖面圖中所沒有的；但却是夏季圖中最大特徵之一。若此輻合區存在是由於前述季風環流所造成的結果，則春季的環流已有夏季季風環流的型態，但其位置較南（ 20°N 左右）且強度較弱，而到夏季後北移至 25°N ，且環流增強。

由西風噴流層（ ~ 200 毫巴處）的 E-P 通量輻散、輻合分佈，亦可看出春季的特徵乃一種季節過渡期。其 E-P 通量輻散值顯示由冬季的輻合分佈轉成夏季的輻散分佈。

圖 1.d 為秋季 E-P 剖面圖。圖中顯示，最大向北熱量通量又再度成為中緯度（大約 45°N 到 60°N 之間），中、低對流層的特徵，而在 55°N 以南的高對流層區，有明顯的往北動量通量。低對流層副熱帶地區的輻合值減弱，且向南熱量通量比夏季、春季都要弱很多。

總體看來，滯性渦流的 E-P 通量分佈，冬、夏有很顯著的不同，甚至有方向正好相反的情形。譬如在中、高緯地區，E-P 通量向量在冬季向上，而在夏季則為往下。這可能是在夏季中，對流層西風氣流減弱，行星尺度波動（滯性渦流）活動力減弱，且平流層平均緯流風轉成東風氣流，使行星尺度波動無法上傳。所以，E-P 通量向量所代表的波動能量傳遞，在夏季中的中高緯，其強度甚弱且幾乎沒有任何上傳的分量存在。由輻散值分佈來看，滯性渦流在冬季環流中，對平均流的淨效應主要在中、高緯度。而對夏季分佈型態而言，其主要效應在副熱帶地區。

其他幾個有關滯性渦流的季節變化重點分述如下：

- (1) E-P 通量輻散在中緯度地區，冬季時其值很大。也就是在這個地區，滯性渦流對平均流淨效應在冬季有相當大的貢獻，而在其他季節其淨效應並不顯著。這顯示在冬季，中緯度滯性渦流的結構特性，受到大氣中消散

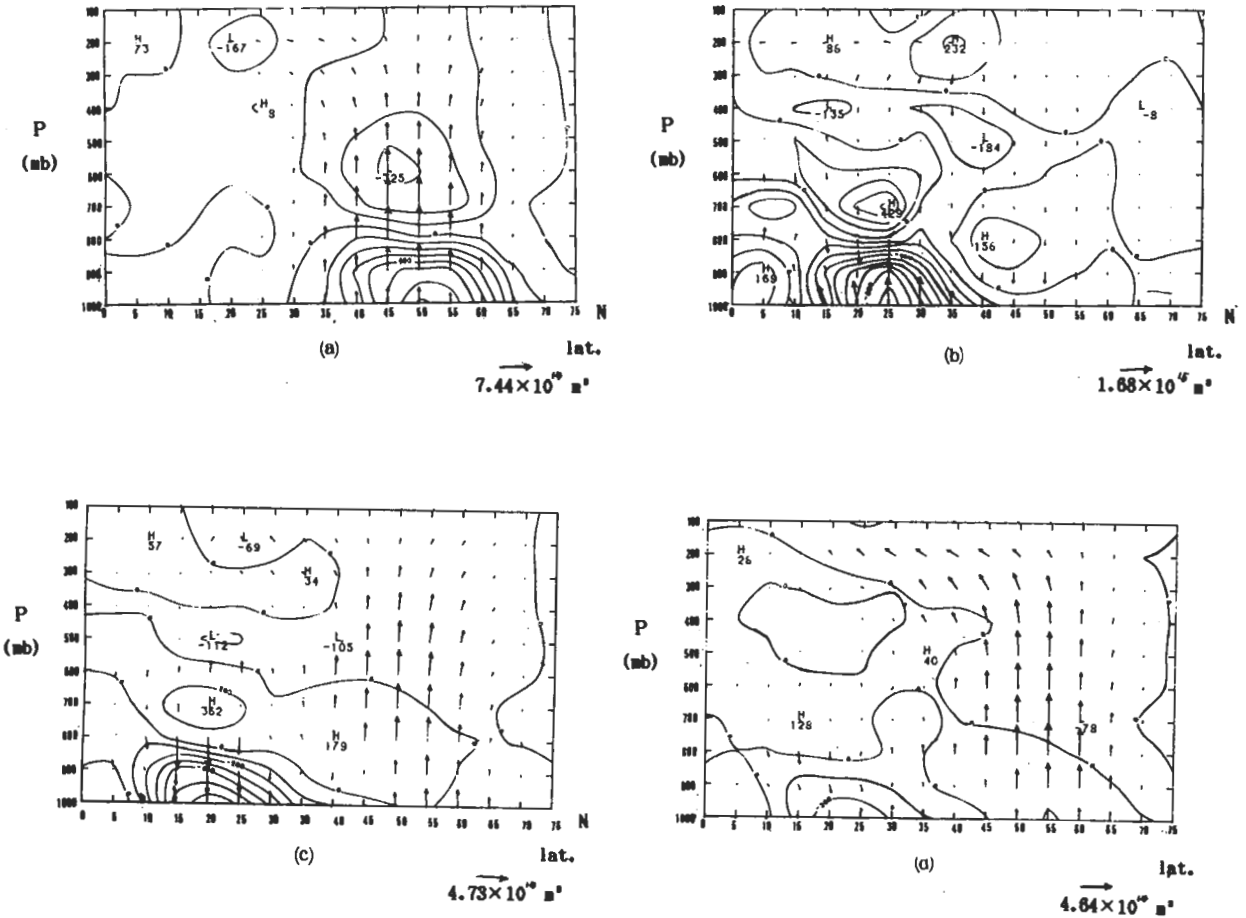


圖 1 滯性渦流的 E - P 經向剖面圖。

(a)冬季 (b)夏季 (c)春季 (d)秋季。

(圖中箭頭垂直分量相當於水平分量乘以 120.6 kpa)

(等值線單位：× 10¹³ m³)

過程以及渦流本身瞬變過程的影響較其它季節來得顯著。

(2)春季 E - P 通量向量場分佈在中高緯地區和

冬季的分佈型態類似，而在低緯地區則和夏季的分佈類似。但是其 E - P 通量輻散值在中緯地區較冬季為弱，輻合值在低緯地區較

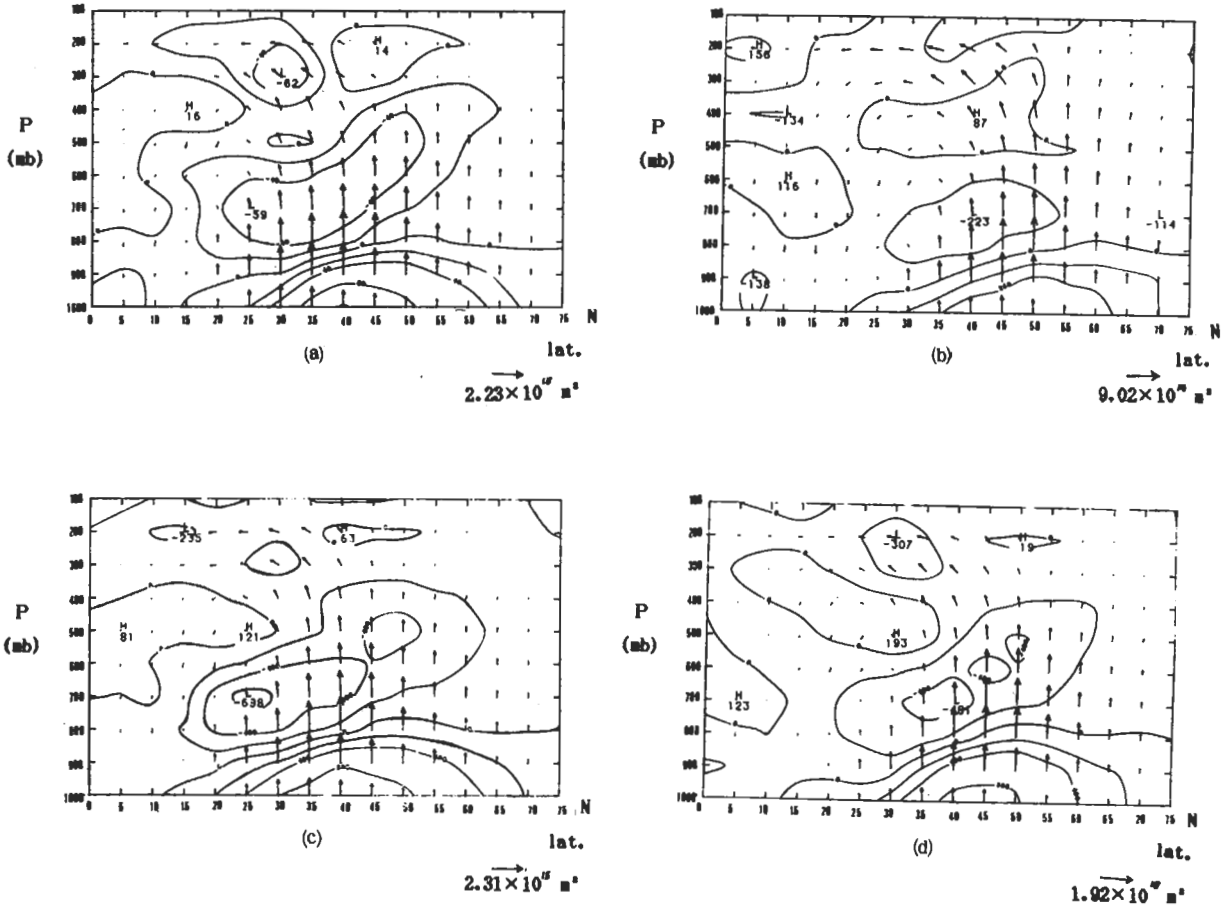


圖2 瞬變渦流的 E - P 經向剖面圖。

(a)冬季 (b)夏季 (c)春季 (d)秋季。

(圖中箭頭垂直分量相當於水平分量乘以 120.6 kpa)

(等值線單位：(a) $\times 10^{14} \text{ m}^3$, (b), (c), (d) $\times 10^{13} \text{ m}^3$)

夏季為弱，顯示其季節轉換期的特性。

圖所顯示出來的訊號，較春季時為弱。

(3)秋季的情形與春季的情形相當類似，亦是屬於一種季節轉換期的特性，但是 E - P 剖面

(二)瞬變渦流的 E - P 剖面圖：

圖 2.a 是冬季瞬變渦流的 E - P 剖面圖。從圖

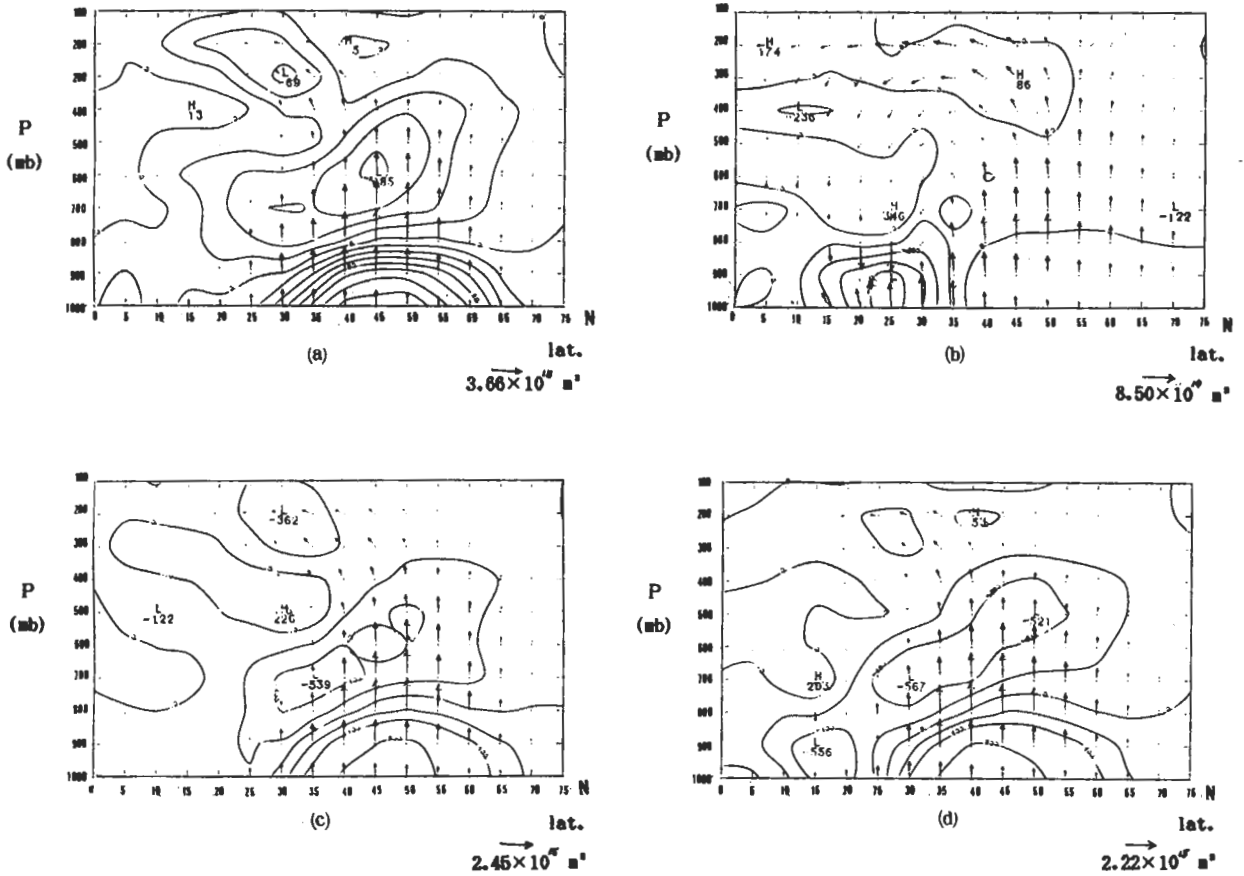


圖3 總渦流的 E - P 經向剖面圖。

(a)冬季 (b)夏季 (c)春季 (d)秋季。

(圖中箭頭垂直分量相當於水平分量乘以 120.6 kpa)

(等值線單位： $\times 10^{13} \text{ m}^3$)

層即轉折朝南，這個差別是因渦流的熱量通量分佈所造成的。在高對流層由 E - P 通量分佈的情形，

可以看出瞬變渦流的動量通量較滯性渦流大，且以向北的動量通量為主。在低緯地區，E - P 通量往

中 E-P 通量的分佈可見向北熱量通量分佈在 20°N 到 75°N 之間。最大值集中在低對流層 800 毫巴 30°N 到 45°N 之間。向南熱量通量分佈在 20°N 以南。最大向北動量通量分佈在 300~200 毫巴之間的中低緯地區。在 15°N 以北，800 毫巴以下有 E-P 通量輻散區。而在 15°N 到 65°N ，800 毫巴到 400 毫巴處，有一個向北，向上傾斜的 E-P 通量輻合區。另外在 300 毫巴 30°N 處有另一個輻合區存在。

圖 2.b 是夏季瞬變渦流的 E-P 剖面圖。在北緯 30 度以北有向北的熱量通量，並且，在 800 毫巴有最大值。夏季向北的動量通量所在與冬季比較有明顯的北移現象。中對流層中緯度地區，夏季 E-P 通量輻合分佈較冬季其範圍縮小、強度減弱。

注意在圖 2.a 及 2.b 中，E-P 向量場的單位向量長度在夏季是冬季的 $\frac{1}{2}$ 。所以，由冬、夏的比較，可以看出 E-P 通量的值在夏季要比冬季小的多。

圖 2.c 是春季瞬變渦流的 E-P 剖面圖。在春季，E-P 通量向量場及通量輻散場的分佈與強度和冬季情形非常類似。但是在副熱帶地區、低對流層，E-P 通量輻散值在春季有凌駕冬季的趨勢。此種分佈情形可以看成在春季，正值夏季季風環流開始建立時間，渦流的訊號大部份反應在瞬變渦流部份，而滯性渦流部份並不明顯。到了夏季，由於季風環流在這個時候達到成熟期，大部份的季風訊息都在滯性渦流（參考圖 1.b）中顯示，因此在夏季的瞬變渦流 E-P 剖面圖中季風的訊號就非常微弱（見圖 2.b）。

圖 2.d 是秋季的 E-P 剖面圖。在秋季，中緯度 E-P 通量的垂直分量比夏季來得大，顯示向北熱量通量的增大。這可看成是中緯度地區斜壓性增強的結果。在副熱帶地區，和春季比較起來，沒有明顯的過渡期季風環流訊息。顯示夏季季風環流在夏季達到成熟期後，到了秋季很快就減弱了。

(三) 總渦流的 E-P 剖面圖

圖 3.a 是冬季總渦流 E-P 剖面圖。其分佈型態和冬季瞬變渦流（圖 2.a）的 E-P 剖面圖非常類似。顯示冬季環流系統的維持主要是以瞬變渦流型態顯示的斜壓波動的貢獻為主。圖中顯示在低對流層中緯地區有強盛的輻散區存在，而在中對流層則有一個由副熱帶向中緯度高對流層延伸的輻合帶。在噴流層高度 $20^{\circ}\sim 40^{\circ}\text{N}$ 之間有輻合而 40°N 以北有輻散分佈區。全圖都以向北的熱量通量為主。在高對流層，除了在 50°N 附近有向南動量通量，其它則以向北的動量通量為主。

夏季的總渦流 E-P 剖面圖（圖 3.b），其分佈型態在中高緯度與瞬變渦流型態相似，而在低緯及副熱帶地區則與滯性渦流型態相似。由此可知，在夏季季風旺盛時期，大尺度季風環流在副熱帶地區以滯性渦流的型態在維持夏季緯向平均環流上扮演很重要的角色。而中緯度地區仍以斜壓波動為主，祇是強度要較冬季小得多。

圖 3.c 是春季總渦流的 E-P 剖面圖。在副熱帶地區由於滯性渦流 E-P 通量輻散顯示為輻合區，而瞬變渦流顯示為輻散區，兩者相互抵消。故在總渦流的 E-P 剖面圖上，沒有任何明顯訊息存在於此區。而在中緯度地區，則以瞬變渦流的貢獻為主。

秋季總渦流 E-P 剖面圖的分佈情形（圖 3.d）和春季非常相似。在副熱帶地區，由於滯性渦流和瞬變渦流互相抵消的結果，在總渦流分佈中已看不出明顯訊息。而在中緯度地區 E-P 通量和輻散值主要還是來自瞬變渦流的貢獻。

(四) 綜合討論：

在冬季，由圖 1.a、2.a 和 3.a 的比較可看出，滯性渦流的 E-P 通量輻合、輻散分佈和瞬變渦流之間，最大的不同是在中緯度地區。滯性渦流的輻散呈較狹窄的水平分佈且垂直延展較高。E-P 通量的分佈，瞬變渦流分佈得較寬廣，且在中對流

下顯示有向南的熱量通量，而這種熱量通量主要是來自瞬變渦流的傳送。這可看成是在氣候平均狀態下，中緯地區低對流層提供有利斜壓波動長大的環境條件，透過斜壓能量轉換過程，將能量向高對流層及低緯地區傳送，而後在低緯地區透過較不具系統性的過程帶向低對流層的結果。進一步地來說，就是斜壓擾動使南北方向動量及熱量混合。在此過程中，波動能量有被往上及往南傳送的情形。在高對流層、高緯地區，由總渦流 E-P 剖面圖中，發現有向南的動量分佈，而此向南的動量通量主要是經由滯性渦流傳送。這可以看成是冬季中、高緯地區的行星尺度滯性擾動，其波動能量垂直上傳到平流層所造成的。這和 Reed et al. (1961), Reed et al. (1963) 等研究一致。

在夏季時，向北的渦流熱量通量主要來自瞬變渦流。總渦流 E-P 通量輻散、輻合場的分佈，和滯性渦流的分佈比較類似。將總渦流 E-P 通量與各個渦流 E-P 通量相互比較，發現在高緯地區、高對流層向南的總渦流動量通量，主要是經由瞬變渦流來傳遞。由 E-P 通量輻合的比較顯示，在副熱帶地區、低對流層，總渦流的 E-P 通量輻合區主要是由滯性渦流而來的。

在春季，滯性渦流在副熱帶地區，中對流層，產生 E-P 通量輻散區，而瞬變渦流則產生輻合區。至於低對流層、滯性渦流產生 E-P 通量輻合區；而瞬變渦流則產生輻散區，這種相位相反的結果，使得總渦流的 E-P 通量輻合、輻散值，遠較個別渦流的值來得小。

夏季季風本身是一個相當滯性的擾動，此可由夏季滯性渦流的 E-P 剖面圖看出。在副熱帶（~北緯 30 度左右），中、低對流層有滯性渦流 E-P 通量的極大輻合、輻散值出現，而瞬變渦流的 E-P 剖面圖，則顯得微弱且沒有系統組織性存在的跡象。

春季基本上是一個過渡型季節，即將由較具斜壓性的冬季，轉成由季風控制為主的夏季間的轉換期。所以，在春季中，可同時看到這兩種極端不同季節控制系統的訊息，譬如：

在滯性渦流方面，中、低對流層副熱帶區具季風訊號，而中緯度地區則以行星波動為主，但這種波動相當恒定，且滿足 Charney-Drazin 的無加速定理，E-P 通量輻散值小，相對平均緯流風變化也很小。

在瞬變渦流方面，中對流層副熱帶區域也顯現季風訊號；而在中、高緯度則以斜壓波動為主要特徵。在中對流層，副熱帶地區有 E-P 通量輻散，這表示當時系統瞬變特性影響仍大，故無法在滯性渦流中顯現。（這一點與夏季的分佈最大不同是季風的訊號都是在滯性渦流中顯現出來）。同時，在夏季時，滯性渦流和瞬變渦流分別顯現的季風訊號，對平均流而言，其效應互相抵消，所以，春季渦流總量，對南北方向溫度場的重新分配並不顯著，故對平均流的加速、減速，淨效應不大。

秋季和春季同屬冬、夏轉換期，只是轉換過程恰好相反，這個時候，副熱帶是季風消散期，故 E-P 通量輻散、輻合訊息微弱，反而中緯度系統較旺盛，預備轉成冬季。

五、正壓過程、斜壓過程能量轉換

上述的討論，我們已很清楚地解釋 E-P 剖面圖在診斷渦流運動與大氣環流維持機制上的特性。為了進一步顯示 E-P 剖面圖在大氣環流診斷分析上的優點，我們在這一節中，將以正壓過程、斜壓過程能量轉換的診斷計算分析與 E-P 剖面圖作一比較。

渦流的正壓過程、斜壓過程能量轉換的求法如下：由 (30) 和可用位能、動能的定義，可知正壓過程能量轉換率可寫成

$$C_K = - (u^* v^*) \frac{\partial(u)}{\partial y} \quad (31)$$

斜壓過程能量轉換率，可寫成

$$C_A = - \frac{C_p}{(T)} (v^* T^*) \frac{\partial(T)}{\partial y} \quad (32)$$

(31)、(32) 所代表的意義，分別是當 C_K

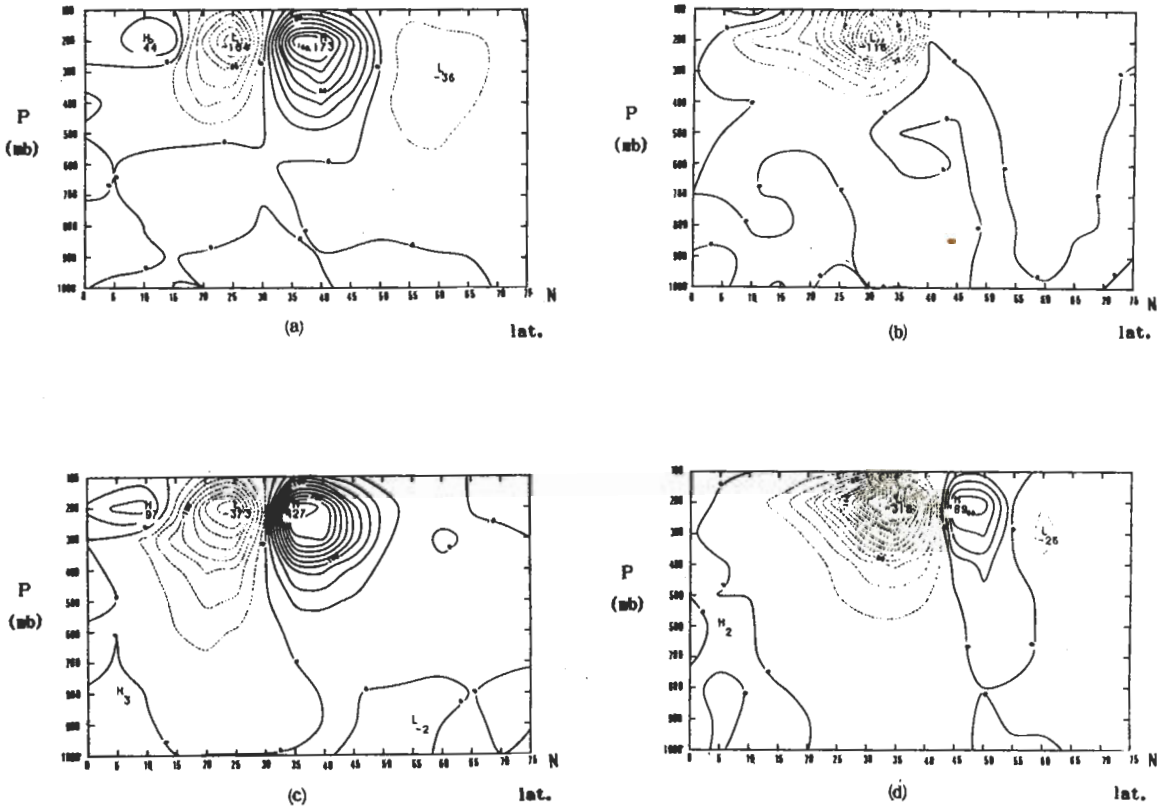


圖 4 (a)冬季 (b)夏季 滯性渦流的正壓能量轉換分佈。
 (c)冬季 (d)夏季 瞬變渦流的正壓能量轉換分佈。
 (單位： $\times 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{sec}^3$)

> 0 時，表示渦流從平均流中獲得動能，平均流將減速。反之，渦流動能喪失轉成平均流的動能，平均流將加速。而 $C_A > 0$ 時，表示緯向平均溫度場的可用位能被釋出而增加渦流的可用位能；反之渦流的可用位能將減少而去增加緯向平均的可用位能。

圖 4.a 及 4.b 分別代表冬季與夏季滯性渦流的正壓能量轉換分佈，而圖 4.c 及 4.d 則分別代表冬季與夏季瞬變渦流的正壓能量轉換分佈。圖 5.a 及 5.b 分別代表冬季與夏季滯性渦流的斜壓能量轉換分佈，而圖 5.c 及 5.d 則分別代表冬季與夏季瞬變渦流的斜壓能量轉換分佈。分析這些波動能量轉換的分佈圖，可以得到以下幾個結論：

- (1) 瞬變渦流的能量轉換率遠大於滯性渦流轉換率。在冬季、夏季中，瞬變渦流的轉換率大約是滯性渦流的 2 倍，而春季的值，二者大約相差 1.3 倍，秋季則相差約 2 倍。
- (2) 一般無論瞬變渦流或滯性渦流，其正壓能量轉換分佈都以高對流層（～噴流層的位置）為最大值所在，且在噴流心的赤道邊有最大負值；極向邊有最大正值分佈。
- (3) 斜壓能量轉換大值都出現在中、低對流層的中緯度地區，而且除夏季外，都以正的斜壓轉換值為主。

我們在理論背景中，曾討論過 E-P 通量輻散值是渦流對平均流淨加速、減速效應項，也就是：

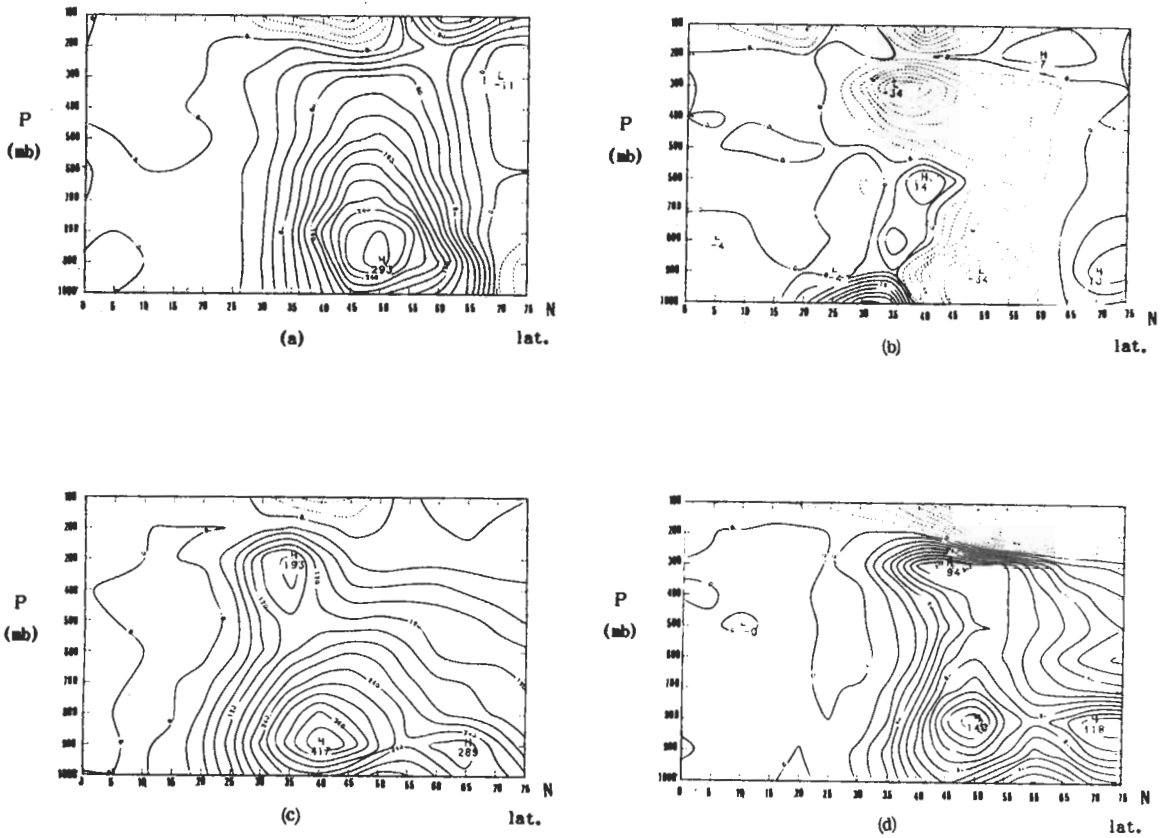


圖 5 (a)冬季 (b)夏季 滯性渦流斜壓能量轉換分佈。
 (c)冬季 (d)夏季 瞬變渦流斜壓能量轉換分佈。
 (單位： $\times 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{sec}^3$)

$$\nabla \cdot \vec{F} \propto \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t}$$

由圖 4 中的滯性渦流、瞬變渦流正壓過程能轉換分佈和圖 1、2 的滯性渦流、瞬變渦流的輻散、輻合場分佈來看，其分佈並不一致。

也就是說，即使渦流對平均流的淨效應為零，即平均流無加速、減速發生，但是正壓過程、斜壓過程的能量轉換值還是可能同時為正。所以，由這討論結果，可知 C_A 、 C_K 在用於渦流對平均流加速或減速淨效應的診斷上，根本不是一個很好指標。這也再一次地強調了 E-P 經向剖面圖在診斷渦流對平均流淨效應上的應用的確優於傳統的使用 C_A 或 C_K 來判斷渦流淨效應對平均流加速、減速的方法。

六、E-P 通量實際變化

圖 6 是平均緯流風，1 月、7 月份的年際變化標準差值，明顯地，其變化最大值，出現在熱帶以及極區的地方；在副熱帶噴流所在的位置其年際變化值並不大，這種在熱帶和極區存在最大年際變化值，Oort and Rasmusson (1971) 曾提出可能是由於在熱帶的準兩年週期振盪 (Q. B. O.) 以及在極區較長期變化所造成的結果。

圖 7、8 分別是冬季滯性渦流和瞬變渦流的 E-P 通量年際變化分佈圖，而圖 9、10 則是夏季的滯性渦流、瞬變渦流 E-P 通量年際變化分佈圖。

注意圖中單位長度所代表的大小，在每一張圖中都不同。滯性渦流在冬季的分佈圖中，單位 E-P

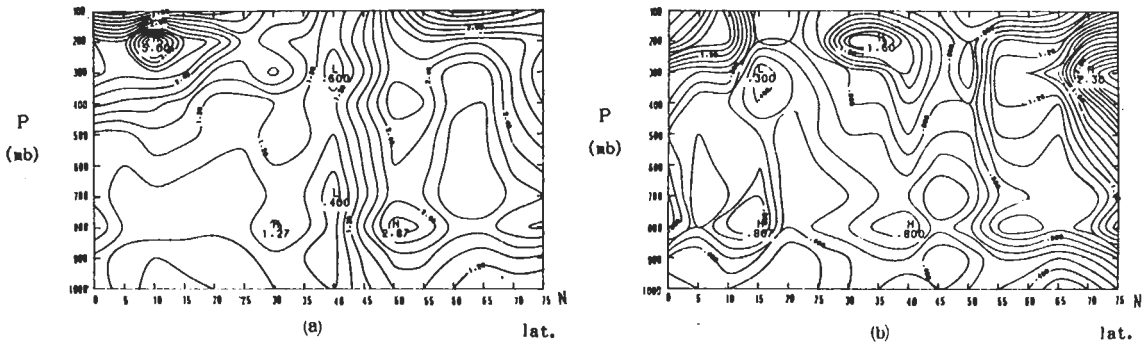


圖6 平均緯流風場的年際變化標準差分佈圖 (a)冬季 (b)夏季 (單位: m/sec)

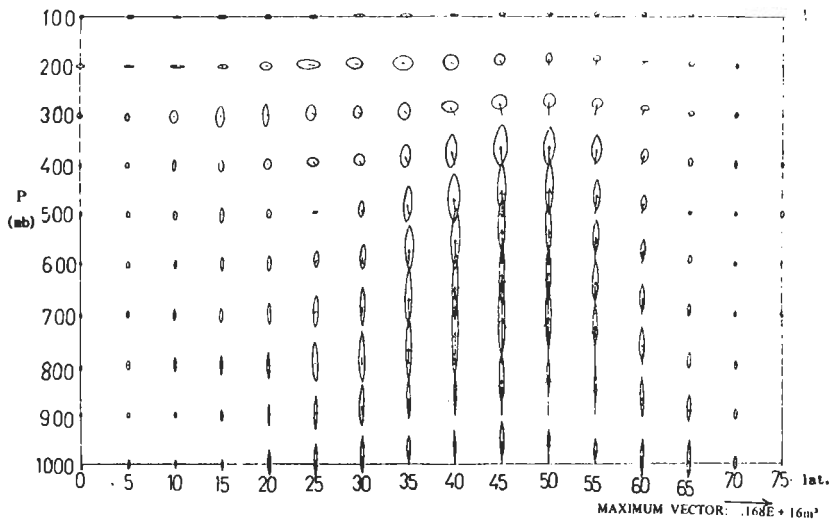


圖7 冬季滯性渦流年際變化分佈圖 (單位: m^3)

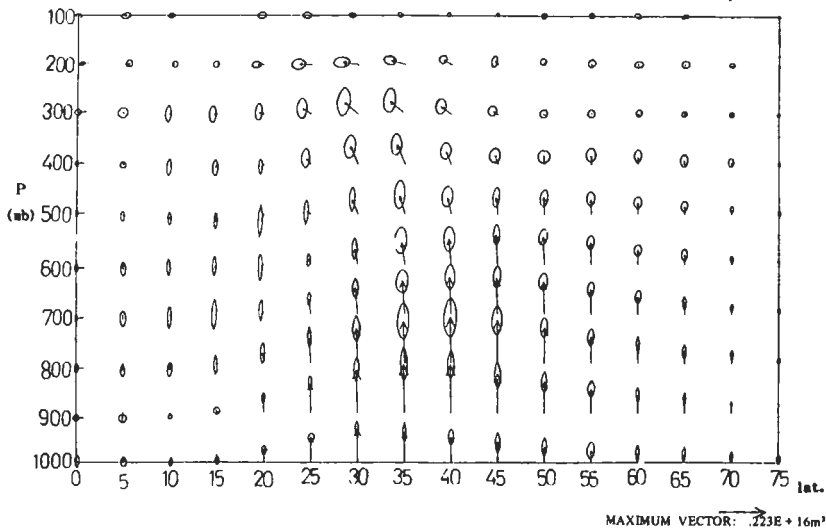


圖8 冬季瞬變渦流年際變化分佈圖 (單位: m^3)

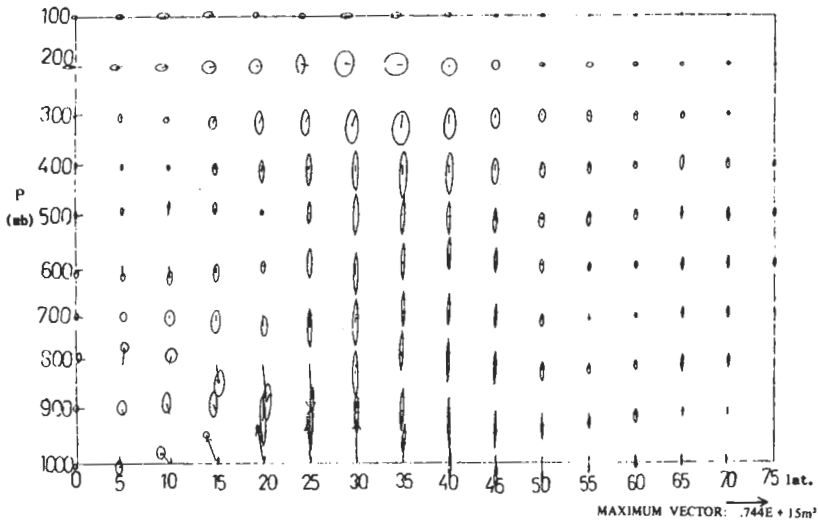


圖9 夏季滯性渦流年際變化分佈圖(單位: m^3)

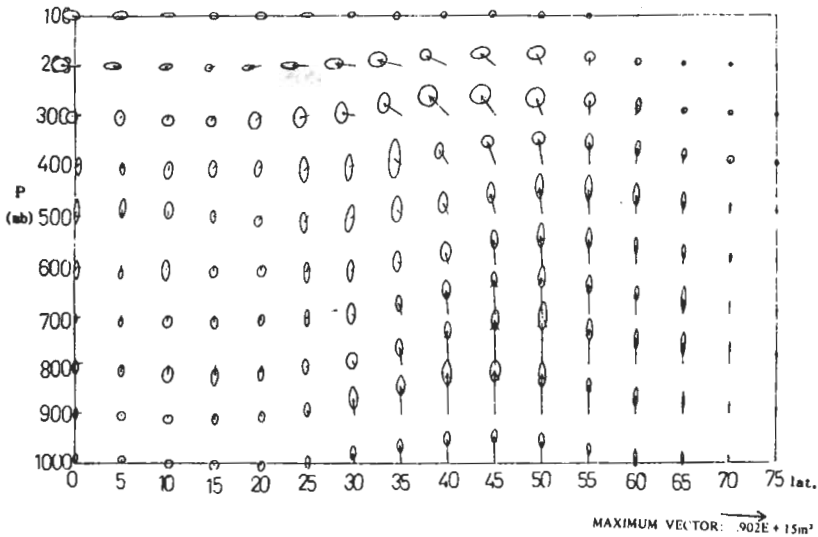


圖10 夏季瞬變渦流年際變化分佈圖(單位: m^3)

P 通量向量長度相當於夏季的 2 倍左右；冬季瞬變渦流 E - P 通量向量單位長度也大概是夏季的二倍左右。同一季節中，瞬變渦流的 E - P 通量單位長度所代表的量大約是滯性渦流的 1.3 倍。而圖中代表變量的橢圓或圓，的長、短軸或半徑，單位長度所代表的值，是相對該圓中相對箭頭長度所代表值的 $\frac{1}{2}$ 。

分析圖 7、8、9 及 10，結果顯示：

(1) E - P 通量最大年際變化值大都發生在中緯

地區(大約 $30^{\circ}N \sim 50^{\circ}N$ 的地方)，900 毫巴以上的中、高對流層處。

(2) 同一個季節裡，瞬變渦流的 E - P 通量年際變化大於滯性渦流的年際變化值。

(3) 中緯度滯性渦流的 E - P 通量垂直變化遠大於水平分量的變化。也就是說在這個地區，動量通量的方向很難確定，而且只要有一點點誤差，則會造成很大的影響。而熱量通量則沒有這種情形。

(4) 在高對流層 (~ 300 毫巴以上)、中緯度地區, E-P 通量的年際變化標準差值, 水平分量的變化和垂直分量的變化相當。

(5) 高緯地區, 大都有 E-P 通量的垂直分量年際變化值較大的分佈。

由以上的年際變化穩定度分析, 我們發現渦流動量通量遠較渦流熱量通量在年際變化中較不穩定, 故一般在氣候模式中, 對渦流效應參數化處理時, 大都以熱量通量為準繩, 先找出渦流熱量通量與平均環流的關係, 再利用渦流通量本身的特性來處理渦流動量通量。

七、結論

本文最大的特色即是利用一簡易的經向剖面圖探討大氣波動的特性及其在維持平均大氣環流所扮演的角色。

本文採用 Oort and Rasmusson (1971) 5 年北半球季節平均資料, 分別計算滯性渦流、瞬變渦流及總渦流的 E-P 通量及 E-P 通量輻散著重於討論 E-P 剖面圖在不同季節中的特性。

經由以上的分析與討論, 可歸納出以下幾個結論:

- (1) E-P 剖面圖在冬季, 瞬變渦流和滯性渦流分佈上最大不同在中緯度地區, 滯性渦流的 E-P 通量輻散場分佈較狹窄, 而瞬變渦流的分佈較寬廣, 且瞬變渦流的 E-P 通量值、E-P 通量輻散值都比滯性渦流來得大。此結果與以往研究成果結論一致, 即旺盛的中緯度斜壓波動在冬季大氣環流中扮演著重要的角色。
- (2) 夏季 E-P 剖面圖中, 以滯性渦流在副熱帶地區所顯示的訊號最強。這可能與夏季季風系統有密切關係。
- (3) 春季介於冬、夏之間, 是一個過渡季節, 即

將由較具斜壓性的冬季轉成以季風控制為主的夏季天氣型態的轉換期。故從 E-P 剖面圖的春季型態分佈可同時看到冬、夏二種極端不同的季節控制系統。

- (4) 秋季 E-P 剖面圖分佈型態和春季同屬過渡型分佈, 只是轉換過程恰好相反。副熱帶夏季季風消散, 中緯度斜壓系統又有旺盛的跡象發生。
- (5) 瞬變渦流的能量轉換率遠大於滯性渦流轉換率。冬、夏季時, 瞬變渦流的轉換率大約是滯性渦流的二倍; 而春季的值, 二者大約相差 1.3 倍; 秋季則大約相差 2 倍。
- (6) 一般無論瞬變渦流或滯性渦流其正壓能量轉換分佈都以高對流層 (~ 噴流所在高度) 為最大值所在, 且在噴流心的赤道邊有最大負值分佈; 極向邊有最大正值分佈。斜壓能量轉換大值都出現在中、低對流層的中緯度地區, 而且除夏天外, 都以正的斜壓能量轉換為主。

由以上的討論可知, E-P 經向剖面圖在大氣環流研究中具有很好的診斷特性。然而這種經向剖面圖是由緯向平均後的結果, 對於區域性的現象其診斷能力較差。若將 E-P 經向剖面圖的理論推廣, 如 Hoskins et al. (1983) 所提出的擴展的 E-P 理論 (extended Eliassen-Palm theorem) 如此或可對屬於區域性的現象提供較有助益的診斷分析。

誌謝

本文在國科會補助專題研究計劃, 編號 NSC-75-0202-M002-07 支持下完成。在研究進行期間, 承蒙台大大氣科學研究所林和教授提供寶貴意見, 並參與討論, 特此致謝。柳中明教授在文字編排上的建議, 亦一併致謝。

參考文獻

- Andrews, D.G. and M.E. McIntyre, 1976: Planetary wave in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Baldwin, M.P., H. J. Edmon and J.R. Holton, 1985: A diagnostic eddy-mean flow interactions during FGGE SOP-1. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1838-1845.
- Boyd, J., 1976: The interaction of waves with the zonally-averaged flow on a spherical earth and the interrelationships of eddy fluxes of energy, heat, and momentum. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2285-2291.
- Charney, J. G., and P.G., Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- Coy, L., 1979: An unusually large westerly amplitude of the quasi-biennial oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 174-176.
- Dickinson, R.E., 1969: Theory of planetary Wave-zonal flow interaction. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 73pp.
- Dickinson, R.E., 1971: Cross-equatorial eddy momentum fluxes as evidence of tropical planetary wave sources. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 554-558.
- Dickinson, R.E., 1978: Rossby waves-long period oscillations of oceans and atmosphere. *Annual Rev. of Fluid Mech.*, Vol. 10, Annual Rev. Inc., 159-195.
- Dunkerton, T.J., 1980: A Lagrangian mean theory of wave, mean-flow interaction with applications to non-acceleration and its breakdown. *Rev. Geophys. and Space Physics.*, **18**, 387-400.
- Dunkerton, T.J., C-P. Hsu and M.E. McIntyre, 1980: Some Eulerian and Lagrangian diagnostics for a model stratospheric warming. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 819-843.
- Edmon, H.J., B.J. Hoskins and M.E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- Eliassen, A. and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, **22**, No. 3, 1-23.
- Hartmann, D.L., C.R. Mechoso, and K. Yamazaki, 1984: Observations of wave-mean flow interaction in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, 351-362.
- Hoskins, B.J., and R.P. Pearce, 1983: Large-Scale dynamical processes in the atmosphere. Academic press Inc. London, LTD.
- Hoskins, B.J., James, I.N. and White, G.H., 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595-1612.
- Lorenz, E.N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, 161pp. W. M. O. Monograph, Geneva.
- Karoly, D.J., 1982a: Eliassen-Palm cross sections for the northern and southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 178-182
- Karoly, D.J., 1982b: Atmospheric vascillations in a general circulation model III: Analysis using Transformed Eulerian-Mean Diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2916 - 2922
- Karoly, D.J. and B.J. Hoskins, 1982: Three dimensional propagation of planetary waves. *J. Met. Soc. Japan*, **60**, 109-122.
- Oort, A.H., 1977: The interannual variability of atmospheric circulation statistics, U.S. Dep. of Commerce National Oceanic and Atmospheric Administration.
- Oort, A.H., and E.M. Rasmusson, 1971: Atmospheric circulation statistics. NOAA. Prof. Pap. 5, U.S. Dept. of Commerce, Washington, DC, 323pp.
- Palmer, T.N., 1981: Diagnostic study of wavenumber-2 stratospheric sudden warming in a transferred Eulerian-Mean formulism. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 844-855.
- Plumb, R.A., and A.O. McEwan, 1978: The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid: A laboratory, analogue of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1827-1839.
- Reed, R.J., W.J. Campbell, L.A. Rasmusson, and D.C. Rogers, 1961: Evidence of the downward propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 813-818.
- Reed, R.J., J. Wolfe, and H. Nishimoto., 1963: A special analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 256-275.
- Sato, Y., 1980: Observational estimates of "Eliassen and Palm radiation stress" due to quasi-stationary planetary wave. *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 430-435.

**EDDY ACTIVITIES AND SEASONALLY-AVERAGED ZONALLY-AVERAGED CIRCULATIONS:
A DIAGNOSIS WITH E-P CROSS SECTIONS**

Ben J. Jou and Shue-Jane Lee

Department of Atmospheric Sciences,
National Taiwan University

(manuscript received October 6 1986; in final form October 13 1986)

ABSTRACT

E-P flux and E-P flux divergence of stationary eddies, transient eddies, and total eddies have been calculated and plotted on a meridional plane by using Northern Hemisphere seasonally averaged general circulation data. In this paper the discussions were focused on the distribution characteristic of E-P fluxes and E-P flux divergences of different seasons.

It was shown in this study that the interaction between the waves and mean flow in the atmosphere and its role on maintaining the general circulation of different seasons could be studied thoroughly by examining E-P cross sections. In winter the importance of baroclinic waves in maintaining midlatitude general circulation was shown in transient eddy E-P cross section. The signal of summer monsoon over subtropical area was shown in stationary eddy E-P cross section. The transition characteristic of spring and autumn could also be identified clearly in their corresponding E-P cross sections. It was proved that E-P cross sections are indeed a very useful diagnostic tool in studying the wave-mean flow interaction processes of the atmospheric general circulation system.