

## تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در یک مدل آب کم‌عمق برای پوشش سپهر با استفاده از فرایافتهای اویلری

سید مجید میررکنی<sup>۱\*</sup> و علیرضا محب‌الحجه<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> دانشجوی دکتری هواشناسی، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، ایران

<sup>۲</sup> دانشیار، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، ایران

(دریافت: ۸۸۸/۱۶، پذیرش نهایی: ۸۹/۷/۲۸)

### چکیده

در این تحقیق، برای تعیین سازوکارهای موثر در چرخه‌های نوسان (vacillation) تاوه قطبی و به‌طور خاص بررسی چرخه‌های نوسان بادمداری، مدل آب کم‌عمق روی کره با بهره‌گیری از چندین الگوریتم متفاوت به کار گرفته می‌شود. عامل اصلی در چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، اثر ترکیبی واداشتهای موجی و گرمایی است. برای آشکارسازی نقش پوشش سپهر در ایجاد تغییرپذیری، واداشت موجی مستقل از زمان توسط عامل کوهساری (topography) و واداشت تابشی نیز به‌صورت یک فرایند واهلش گرمایی در معادله پیوستگی جرم وارد شده است. در الگوریتم‌های عددی مورد استفاده، معادلات آب کم‌عمق در نمایش (تاوایی پتانسیلی، واگرایی سرعت، واگرایی شتاب) با استفاده از تعمیم روش فرابرد پربندی نیمه‌لاگرانژی به معادلات دررو و نیز روش نیمه‌لاگرانژی محض در تفکیک‌های فضایی متوسط تا زیاد حل شده‌اند.

با استفاده از داده‌های بلندمدت مدل آب کم‌عمق، مجموعه‌ای از فرایافتهای اویلری حاصل از محاسبه جملات معادله میانگین مداری مؤلفه مداری تکانه برای بررسی نوسان‌های تاوه قطبی و استواری (robustness) یا نا استواری آن، محاسبه و تحلیل شده است. محاسبات نشان می‌دهد در معادله فوق جملات گرایش باد مداری، واداشت کوهساری، واگرایی شار تکانه افقی و گشتاور کوریولیس سهم اصلی را در تعیین تحول زمانی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی دارند. با توجه به مقادیر ناچیز جمله‌های انتقال پیچکی جرم و چشمه جرم، چرخه‌های نوسان تاوه قطبی را می‌توان حاصل تغییرات ناهم‌فاز سه جمله واداشت کوهساری، واگرایی شار تکانه افقی و گشتاور کوریولیس دانست.

واژه‌های کلیدی: تاوه قطبی، چرخه‌های نوسان، مدل آب کم‌عمق، تاوایی پتانسیلی، فرایافتهای اویلری

### Analysis of the polar vortex oscillations in a shallow water model of the Stratosphere using Eulerian diagnostics

MirRokni, S. M.<sup>1</sup> and Mohebalhojeh, A. R.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ph. D. Student of Meteorology, Space Physics Department, Institute of Geophysics, University of Tehran, Iran

<sup>2</sup> Associate Professor, Space Physics Department, Institute of Geophysics, University of Tehran, Iran

(Received: 7 Nov 2009, Accepted: 20 Oct 2010)

### Abstract

The internal variability of the stratosphere, in particular the vacillation of the polar vortex, in a shallow-water model is investigated. The combined effects of mechanical forcing and thermal forcing are the major factors involved in the vacillation of the polar vortex in the shallow water (SW) model examined here. Mechanical forcing is provided by a time-independent topography mimicking tropospheric excitation of the stratosphere. Thermal

forcing is provided by a linear relaxation of the mass field to a time-independent equilibrium state mimicking the radiative relaxation taking place in the stratosphere. In this way, the setup of the problem is such that the barotropic effects arising from the horizontal structure of PV on the polar vortex in the real atmosphere can be examined.

The SW equations in potential vorticity (PV), velocity divergence and acceleration divergence representation are solved for a range of resolutions using the "diabatic contour-advective semi-Lagrangian" (DCASL) algorithm and a standard pure semi-Lagrangian (SL) algorithm. Using different numerical algorithms enables us to address the issues related to numerical sensitivity of the zonal vacillations in the SW model of the stratosphere. The equations for velocity and acceleration divergence are solved using spectral transform in longitude and compact fourth-order finite differencing in latitude. The spatial resolution is indicated by  $M \times N$ ,  $M$  and  $N$  being the number of grid points in the longitudinal and latitudinal directions, respectively.

As a first step in understanding the nature and robustness of the zonal wind vacillations in the SW for the stratosphere, the Eulerian diagnostics based on the terms of the zonal mean zonal momentum equation are calculated and analyzed. To this end, the results for the pure SL algorithm with spatial resolution of  $256 \times 256$ ,  $512 \times 512$ , and  $1024 \times 1024$  are presented and compared with the corresponding results for the DCASL algorithm with spatial resolution of  $256 \times 256$ . The results for all of the resolutions and algorithms indicate that the topographic forcing, the divergence of horizontal momentum flux and the Coriolis torque are the dominant factors determining the zonal mean zonal momentum time evolution. From the Eulerian perspective, overall, the zonal wind vacillations can be attributed to the out-of-phase variations of the topographic forcing, the divergence of horizontal momentum flux and the Coriolis torque. However, the irregularity of the cycles of the vacillations in the results for the PV-based algorithms in all of the resolutions examined is in clear contrast with the regular vacillations reported at T42 resolution by Rong and Waugh in 2004, where spectral transform algorithm used to solve the SW equations in vorticity, divergence, mass and dissipation is provided by explicitly damping vorticity using hyperdiffusion. Regarding the irregularity of the vacillations and the statistical difference between the results for the SL and DCASL, on the one hand, and between the various resolutions of the SL, on the other hand, further diagnostics to study the geometry of the vortex and its time evolution as well as additional numerical experiments are needed to assess the polar vortex oscillations.

**Key words:** polar vortex, oscillation cycles, shallow water model, potential vorticity, Eulerian diagnostics

## ۱ مقدمه

(۲۰۰۴) بستگی دارد. دیدگاه اصلی در این مقاله، بررسی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در یک مدل آب کم عمق برای پوش سپهر به صورت دینامیکی است. به طور معمول در جو واداشت گرمایی بلندمدت علاوه بر ایجاد حرکت چرخندی تاوه قطبی، در شرایط زمستانی موجب تقویت آن می‌شود. از سوی دیگر، امواج سیاره‌ای حاصل از تغییرپذیری گردش ورددسپهری با دامنه‌های به اندازه کافی بزرگ، تاوه قطبی را تحت تاثیر قرار می‌دهند (بالدوین و

اندازه‌گیری‌های صورت گرفته، بررسی‌های مشاهداتی و مدل‌سازی‌ها حاکی از چرخه‌های نوسان تاوه قطبی است (مانند بالدوین و دانکرتون، ۱۹۸۹ و ۱۹۸۸؛ رونگ و واف، ۲۰۰۴). این نوسان‌ها به عوامل متعدد از قبیل تابش خورشیدی (سالی و کالانگان، ۲۰۰۴)، فعالیت آتشفشان‌ها (آنجل، ۱۹۹۷)، ترکیب شیمیایی پوش سپهر (واف، ۱۹۹۳) ، تغییرپذیری گردش در ورددسپهر (اسکات و پولوانی، ۲۰۰۸) و دینامیک درونی پوش سپهر (رونگ و واف،

شبه‌زمین گرد روی کره یا در یک کانال  $\beta$  (مانند ماتسونو، ۱۹۷۰؛ هولتون و مس، ۱۹۷۶) با توجه به اهداف پژوهش و نیز امکانات و تجهیزات رایانه‌ای استفاده شده است.

حل معادلات مدل آب کم عمق روی کره به شناسایی ساختار نصف‌النهاری چرخه‌های نوسان تاوه قطبی کمک می‌کند. علاوه بر این، افزایش تفکیک در مدل‌های عددی به منظور آشکارسازی همه عوامل موثر بر دینامیک چرخه‌های نوسان تاوه قطبی صورت می‌گیرد (مانند رونگ و واف، ۲۰۰۴؛ اسکات و پولوانی، ۲۰۰۸). افزایش بی‌نظمی در چرخه‌های نوسان تاوه قطبی همراه با افزایش تفکیک مدل‌ها این سؤال را پیش می‌آورد: " آیا تغییرپذیری همدوس (coherent) (دوره‌ای شبه‌منظم) ویژگی ذاتی دینامیک پوش سپهر است؟ " از راه‌های موجود برای پاسخ به این سؤال بنیادی، بررسی استواری چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با استفاده از یک مدل دو بُعدی با اعمال واداشت موجی مستقل از زمان و بدون وارد کردن پیچیدگی‌های ساختار قائم، میسر است. بدین ترتیب، اثر تغییرپذیری گردش وردسپهری حذف می‌شود و می‌توان نقش دینامیک پوش سپهر در ایجاد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی را بررسی کرد.

افزایش ناگهانی انتقال گرما و تکانه نصف‌النهاری عرض‌های بالا که نقش اساسی در پدیده گرمایش ناگهانی پوش سپهر مناطق قطبی دارد، نشانگر فعالیت موجی حاصل از امواج سیاره‌ای است (ماتسونو، ۱۹۷۰). بر این اساس ماتسونو (۱۹۷۱) مدلی برای برهم‌کنش موج-شارش میانگین در پوش سپهر عرضه کرد که شامل امواج سیاره‌ای واداشته از سطح زیرین (وردسپهر) و برهم‌کنش آنها با شارش میانگین در پوش سپهر بود.

رونگ و واف (۲۰۰۴) با بررسی تغییرپذیری درونی پوش سپهر به کمک مدل تک‌لایه‌ای آب کم عمق با واداشت موجی مستقل از زمان روشن ساختند که

دانکرتون، ۱۹۸۹). یکی از عوامل تضعیف حرکت چرخندی تاوه قطبی، شتاب‌های منفی حاصل از واداشت موجی وردسپهری است (پولوانی و سراوانان، ۲۰۰۰). از آنجاکه مقیاس زمانی واداشت گرمایی، که در پوش سپهر از چند روز تا چند هفته است، در مقایسه با واداشت موجی، که حدود یک روز و بیشتر است، طولانی‌تر است، بنابراین شکست تاوه قطبی بسیار سریع‌تر از بازساخت آن روی می‌دهد (توبرن و لگنو، ۱۹۹۹).

با توجه به مطالب فوق، عامل اصلی در چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، اثر ترکیبی واداشت‌های موجی و گرمایی است. در بررسی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با استفاده از مدل‌های عددی، سازوکارهای موثر بر تاوه قطبی به دو دسته سازوکارهای داخلی و خارجی تقسیم می‌شوند. سازوکار داخلی شامل بررسی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با اعمال واداشت‌های گرمایی و موجی مستقل از زمان به ازای مقادیر متفاوت پارامترهای فیزیکی و عددی است که منجر به شناسایی اثر پوش سپهر بر وردسپهر می‌شود. سازوکار خارجی شامل بررسی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با اعمال واداشت‌های گرمایی و موجی وابسته به زمان به ازای مقادیر متفاوت پارامترهای عددی و فیزیکی، مانند زمان واهلش و کوهساری است که منجر به شناسایی اثر وردسپهر بر پوش سپهر می‌شود.

در تعیین سازوکارهای درونی، اساساً نقش پوش سپهر در ایجاد تغییرپذیری مورد توجه قرار می‌گیرد. بنابراین ساختار مدل‌های عددی مورد استفاده به گونه‌ای است که خواص دینامیکی مربوط قابل تغییرند (مانند اسکات و پولوانی، ۲۰۰۶). مدل‌های عددی متفاوتی برای تعیین سازوکارهای چرخه‌های نوسان تاوه قطبی به کار رفته است. در اکثر موارد از مدل‌های گردش کلی (GCM, General Circulation Model) (مانند کریستیانسن، ۱۹۹۹)، مدل آب کم عمق (مانند جوکس، ۱۹۸۹) و مدل‌های دارای چینه‌بندی به صورت بسیط یا

## ۲ معرفی مدل عددی و فرایافت‌ها

در الگوریتم‌های عددی مورد استفاده در این مقاله، معادلات آب کم عمق در نمایش (تاوایی پتانسیلی، واگرایی سرعت، واگرایی شتاب) با استفاده از تعمیم روش فرابرد پربندی نیمه‌لاگراژی به معادلات دررو و نیز روش نیمه‌لاگراژی محض در تفکیک‌های فضایی متوسط تا زیاد حل می‌شوند. معادلات آب کم عمق در نمایش (تاوایی پتانسیلی، واگرایی سرعت، واگرایی شتاب) عبارت‌اند از (محب‌الحجه و دریچل، ۲۰۰۹):

$$\left. \frac{DQ}{Dt} \right|_{AD} = S_Q = -\frac{Q}{1+h} S_h \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \gamma - 2 \left[ \frac{\partial u}{a \partial \varphi} \left( \frac{\partial u}{a \partial \varphi} + \zeta \right) + \frac{\partial v}{a \partial \varphi} \left( \frac{\partial v}{a \partial \varphi} - \delta \right) \right] - \nabla \cdot (\delta \mathbf{v}) - \frac{|\mathbf{v}|^2}{a^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = c^2 \nabla^2 \left\{ \nabla \cdot \left[ (1+\tilde{h}) \mathbf{v} \right] - S_h - \frac{\partial h_B}{\partial t} \right\} + \frac{2\Omega_E}{a^2} \frac{\partial B}{\partial \lambda} - \nabla \cdot (Z\mathbf{v}) \quad (3)$$

که  $Q = (f + \zeta)/(1 + \tilde{h})$  تاوایی پتانسیلی،  $f$  پارامتر کوریولیس،  $\tilde{h}$  پریشیدگی میدان ضخامت بی‌بعد، چشمه برای پریشیدگی میدان ضخامت به صورت:

$$S_h = \frac{(H_e/H_0) - 1}{\tau_E} + \frac{(H_e/H_0)\tilde{h}_e - \tilde{h}}{\tau_E}$$

$\tilde{h}_e$  پریشیدگی میدان ضخامت تعادلی،  $H_0$  میانگین جهانی ضخامت و  $H_e$  میانگین جهانی ضخامت تعادلی در  $t=0$ ،  $\delta$  واگرایی سرعت،  $\mathbf{v}$  بردار سرعت افقی،  $u$  و  $v$  مؤلفه‌های مداری و نصف‌النهاری باد،  $\tau_E$  زمان واهلش،  $\gamma = f - c^2 \nabla^2 (\tilde{h} + h_B) - \beta u$ ، واگرایی

دینامیک درونی پوش‌سپهر در ایجاد تغییرپذیری آن موثر است. بنابراین رخداد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی که عامل اساسی در تغییرپذیری درونی پوش‌سپهر است بدون انتشار قائم امواج راسی هم باید امکان پذیر باشد. با توجه به کار رونگ و واف (۲۰۰۴)، تحقیق حاضر درصدد تعیین استواری رخداد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در یک مدل آب کم عمق برای پوش‌سپهر است.

با توجه به اینکه بیشتر پدیده‌های جو میانی از جمله چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، به صورت برهم کنش موج-شارش میانگین بررسی می‌شوند، تقسیم کمیت‌های مورد تحقیق به دو بخش میانگین مداری و انحراف از آن، راهکار مناسبی برای شناسایی اثر متقابل امواج و شارش میانگین است (مانند جیمز، ۱۹۹۵). فرایافت‌ها براساس میدان‌های میانگین مداری، شار موجی و تاوایی پتانسیلی به دست می‌آیند (مانند مک‌اینتایر، ۱۹۸۲؛ مک‌اینتایر و پالم، ۱۹۸۳؛ مک‌اینتایر و پالم، ۱۹۸۴). برای مثال میانگین مداری مؤلفه مداری باد (از اینجا به بعد برای اختصار و وضوح، به میانگین مداری مؤلفه مداری باد، با میانگین مداری باد مداری ارجاع می‌کنیم) بهترین فرایافت اویلری در معرفی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی است. برای تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، فرایافت‌های اویلری حاصل از معادله میانگین مداری مؤلفه مداری تکانه (از اینجا به بعد برای اختصار و وضوح، به میانگین مداری مؤلفه مداری تکانه، با میانگین مداری تکانه مداری ارجاع می‌کنیم) از قبیل واگرایی شار تکانه افقی، واداشت کوهساری و گشتاور کوریولیس به کار می‌روند.

در بخش بعدی مدل عددی و فرایافت‌ها معرفی می‌شوند. بخش سوم به تجزیه و تحلیل نتایج عددی می‌پردازد و نتایج در بخش پایانی مورد بحث قرار می‌گیرد.

رابطه زیر معرفی می‌شود:

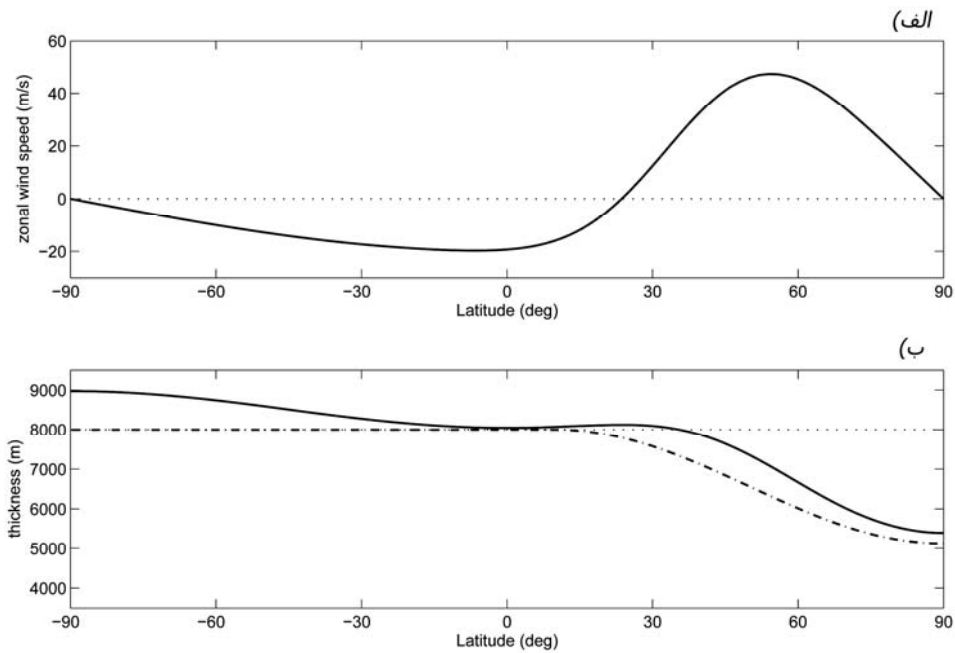
$$h_B = \frac{H_B}{H_0} \left(1 - e^{-t/\tau_B}\right) \cos(\lambda) e^{-[(\varphi - \varphi_0)/\Delta\varphi]^2} \quad (4)$$

که در آن  $H_B$  دامنه واداشت کوهساری،  $\lambda$  طول جغرافیایی و  $\varphi_0$  عرض جغرافیایی مرکز واداشت ناشی از کوهساری است. کوهساری در طی یک دوره زمانی ۵ روزه ( $\tau_B = 5$ ) از مقدار صفر در شروع انتگرال‌گیری عددی به مقدار بیشینه قابل تنظیمی می‌رسد و یک موج راسبی ایست‌ور با عدد موج ۱ تولید می‌کند. بدین ترتیب بعد از گذشت پنج روز از اجرای مدل واداشت موجی حالت پایا خواهد داشت. واداشت گرمایی نیز به صورت یک فرایند واهلش گرمایی در معادله پیوستگی جرم وارد می‌شود. در این فرایند عمق شاره به یک توزیع ترازمند که نمایشگر ترازمندی تابشی است، واهلیده می‌شود. توزیع ترازمند عمق شاره تنها تابعی از عرض جغرافیایی و مستقل از زمان در نظر گرفته می‌شود (شکل ۱-ب).

شتاب،  $h_B$  کوهساری،  $c = \sqrt{gH_0}$  تندی موج گرانی،  $g$  شتاب گرانی،  $\Omega_E$  سرعت زاویه‌ای کره زمین،  $B = c^2 (\tilde{h} + h_B) + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2$  فشار برنولی،  $\varphi$  عرض جغرافیایی،  $a$  شعاع زمین،  $Z = f(f + \zeta)$  است. پریشیدگی ضخامت بی‌بعد با رابطه  $h = H_0(1 + \tilde{h})$  بر مبنای میانگین جهانی ضخامت تعریف می‌شود. در اینجا معرف مشتق تام تاوایی پتانسیلی تحت شرایط اتلافی و بدون در نظر گرفتن اثرات دررو است. در الگوریتم‌های مورد استفاده در این مقاله، مراد از اتلاف، صرفاً اتلاف عددی است.

برای تمام شبیه‌سازی‌ها شرایط اولیه متقارن مداری برای شارش استفاده می‌شود (شکل ۱-الف).

شارش اولیه همان شارش به کار رفته در رونگ و واف (۲۰۰۴) است. در این آزمایش واداشت از سطح زیرین با عامل کوهساری صورت می‌گیرد که نقش آن در واقع شبیه‌سازی واداشت وردسپهری شارش در پوش سپهر به دلیل انتشار قائم امواج راسبی است. کوهساری به صورت



شکل ۱. ۱. وردایی (الف) باد مداری، (ب) ضخامت (خط توپر) و ضخامت تعادلی (خط نقطه‌چین) برای حالت اولیه برحسب عرض جغرافیایی.

از آنجاکه در معادلات آب کم عمق بنا بر ساختار آن، امکان انتشار قائم امواج راسبی وجود ندارد، حضور چرخه‌های نوسان اهمیت خاصی پیدا می‌کند. حل معادلات به کمک الگوریتم‌های متفاوت امکان بررسی و تحلیل استواری چنین چرخه‌های نوسان را فراهم می‌کند. مجموعه داده‌های حاصل از اجرای بلندمدت این مدل برای تعیین سازوکارهای تغییرپذیری درونی پوش سپهر مورد بررسی قرار می‌گیرد.

فرایافتهای اوپلری در حکم ابزار مهمی در شناخت تغییرات گذرای شارش‌های جوئی مانند چرخه‌های نوسان باد مداری مورد استفاده قرار می‌گیرد (تورن و لگنو، ۱۹۹۹). بنابراین برای بررسی نوسان‌های باد مداری و استواری یا ناستواری آن، مجموعه‌ای از فرایافتهای اوپلری با استفاده از داده‌های بلندمدت مدل آب کم عمق محاسبه، رسم و تحلیل می‌شوند. فرایافتهای اوپلری حاصل از محاسبه جملات معادله میانگین مداری تکانه مداری به صورت زیر هستند (روننگ و واف، ۲۰۰۴):

$$\begin{aligned} \overline{u}_t - \overline{v^*} \overline{c_a^*} &= \frac{1}{(1+\tilde{h}) \cos \varphi} \nabla \cdot \mathbf{F} - \frac{c^2 \overline{h h_{Bz}}}{a(1+\tilde{h}) \cos \varphi} \\ & - \frac{1}{(1+\tilde{h})} \overline{(\tilde{h}' u')_t} + \frac{1}{(1+\tilde{h})} \overline{u' S'_h} + \overline{X^*} \end{aligned} \quad (5)$$

در این رابطه، پایین‌نویس  $t$  معرف مشتق زمانی،  $\overline{c_a^*}$  تاوایی مطلق،  $\nabla \cdot \mathbf{F} = (1/(a \cos \varphi)) (F^{(\phi)} \cos \varphi)$ ، واداشت موجی معرف برهم‌کنش موج-شارش میانگین و  $F^{(\phi)} = -((1+\tilde{h})v)' u' \cos \varphi$  و پالم (EP) برای مدل آب کم عمق است (روننگ و واف، ۲۰۰۴). نماد بار روی هر کمیت معرف میانگین مداری آن کمیت، ستاره و بار بیانگر میانگین مداری وزن‌دار-جرمی (mass-weighted) و پرایم معرف انحراف از میانگین مداری است.  $h_{Bz}$  مشتق کوهساری کف در راستای

مداری است.

جمله‌های اول و دوم سمت چپ معادله (۵) به ترتیب گرایش باد مداری و فرارفت تاوایی مطلق ناشی از شارش نصف‌النهاری میانگین (گشتاور نیروی کوریولیس) را نشان می‌دهند. جمله اول سمت راست معادله (۵) نشانگر واگرایی شار تکانه افقی و معرف برهم‌کنش موج-شارش میانگین است. جمله دوم سمت راست معادله (۵) نشانگر واداشت ناشی از کوهساری و مولد امواج سیاره‌ای است. جملات سوم و چهارم سمت راست معادله (۵) به ترتیب انتقال پیچکی جرم و انتقال پیچکی چشمه جرم در راستای مداری را نشان می‌دهند. آخرین جمله سمت راست معادله (۵) معرف واداشت ناپایستار ( $\overline{X^*} = 0$ ) ناشی از اتلاف تاوایی پتانسیلی است. این فرایافتهای اوپلری می‌توانند اطلاعات زمینه در این تحقیق را به دست دهند. سهم هر یک از این جمله‌ها در چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در بخش بعدی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

### ۳ نتایج عددی

نتایج عددی بلندمدت حاصل از محاسبات با دامنه بُعددار واداشت کوهساری ( $H_B$ ) برابر با ۳۰۰۰ متر، زمان واهلش ( $\tau_B$ ) ۱۰ روز را برای الگوریتم "فرابرد پربندی نیمه‌لاگرانژی" به نام DCASL یا سرنام Diabatic Contour-Advection Semi-Lagrangian با تفکیک فضایی  $256 \times 256$  و الگوریتم "نیمه‌لاگرانژی" به نام SL سرنام Semi-Lagrangian با تفکیک‌های فضایی  $256 \times 256$ ،  $512 \times 512$  و  $1024 \times 1024$  بررسی می‌کنیم. در اینجا، برای مثال، منظور از تفکیک فضایی  $256 \times 256$  استفاده از ۲۵۶ نقطه در راستای مداری و ۲۵۶ نقطه در راستای نصف‌النهاری است که جزئیات بیشتر در این مورد را می‌توان در محب‌الحجه و دریچل (۲۰۰۷) یافت. برخلاف الگوریتم SL، الگوریتم DCASL دارای

تعبیر کرد. نظم و همدوسی چرخه‌های نوسان میانگین مداری باد مداری همراه با افزایش تفکیک مدل، کاهش می‌یابد. معنای این امر آن است که ساختار آماری چرخه‌ها به تفکیک حساس است. بررسی دقیق‌تر شکل ۲ بیانگر آن است که از میان سه تفکیک به کار رفته برای الگوریتم SL، تفکیک فضایی  $1024 \times 1024$  به‌طور نسبی همخوانی بهتری با نتایج حاصل از کاربست الگوریتم DCASL با تفکیک  $256 \times 256$  دارد. این امر با نتایج عرضه شده محب‌الحجه و دریچل (۲۰۰۹) برای یک مسئله مقدار اولیه و نیز تحلیل میدان تاوایی پتانسیلی در حدود ۳۰ روز اول مسئله فعلی (برای اختصار نشان داده نشده) سازگار است. علاوه بر این، نتایج شکل ۱ تایید دیگری بر توانایی الگوریتم DCASL در کاربست آن در تفکیک‌های فضایی (اولری) پایین‌تری نسبت به روش‌های نقطه-شبکه‌ای مانند SL و بنابراین تسریع در محاسبات است.

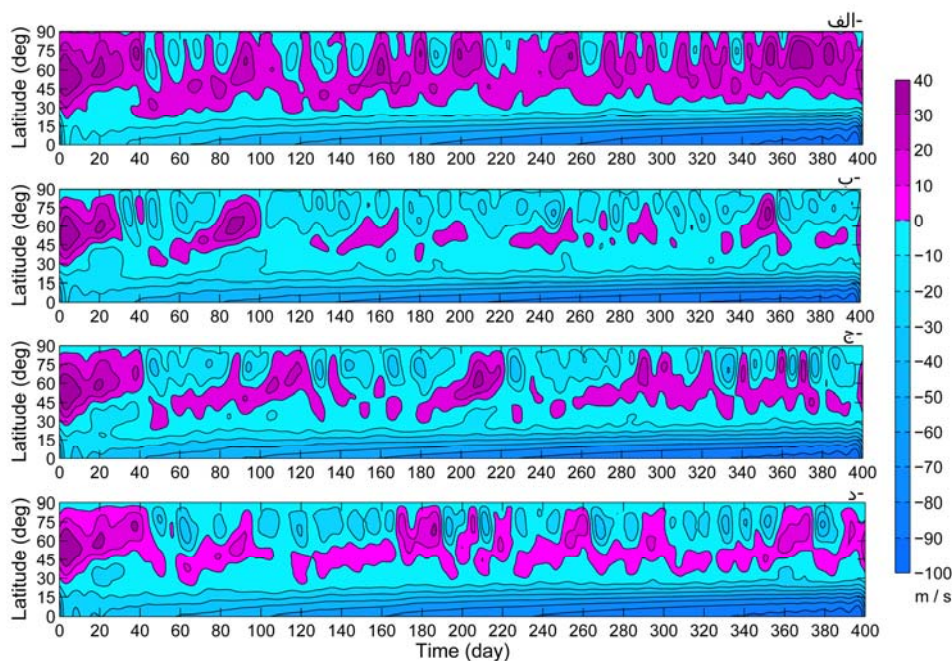
در تحول زمانی گرایش باد مداری  $(\bar{u}_t)$ ، شتاب‌های مثبت و منفی (چرخه‌های نوسان) مهم‌ترین ویژگی‌اند (شکل ۳). شایان ذکر است، یک اختلاف‌فاز بین دوره‌های شتاب افزایشی و شدیدترین بادهای غربی که هم‌زمان با بازساخت تاوه قطبی است، وجود دارد. این موضوع بیانگر تفاوت مقیاس زمانی واداشت‌های گرمایی و موجی است. در واقع واداشت گرمایی در مقایسه با واداشت موجی بلندمقیاس‌تر است. بنابراین معمولاً بازساخت تاوه قطبی بسیار کندتر از شکست آن روی می‌دهد. مانند شکل ۲، بارزترین تغییرپذیری برای الگوریتم DCASL اتفاق می‌دهد به‌علاوه اینکه مدت زمان هر چرخه به مشاهدات واقعی در پوش‌سپهر نزدیک‌تر است.

مقایسه شکل‌های ۲ و ۴ نشانگر هم‌زمانی مقادیر مثبت فرارفت تاوایی مطلق حاصل از

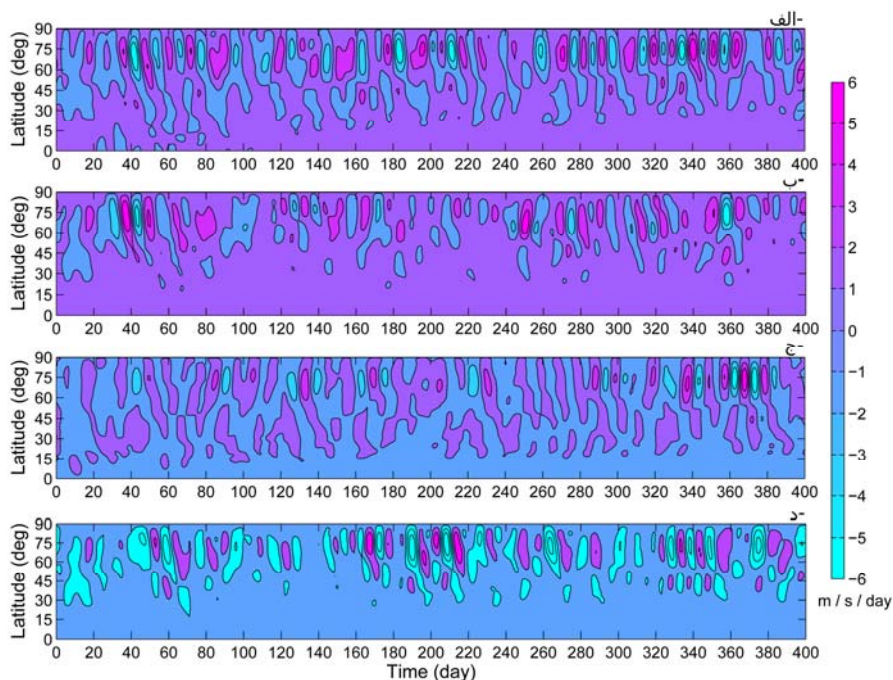
تفکیک لاگراثری است که بر مبنای تفکیک فضایی اولری به‌صورت فوق نمایش‌پذیر نیست. این توانایی تفکیک لاگراثری DCASL امکان استفاده از آن را در تفکیک فضایی پایین‌تری نسبت به SL می‌دهد. به این دلیل و نیز به‌دلیل محدودیت حافظه، نتایج DCASL فقط برای تفکیک  $256 \times 256$  داده می‌شود.

شکل ۲ تحول زمانی میانگین مداری باد مداری  $(\bar{u})$  را برحسب عرض جغرافیایی برای ۴۰۰ روز نشان می‌دهد. حذف آشفتگی‌های کوتاه‌مدت به کمک پالایه لنگروس ۳۱ روزه موجب نمایش بهتر چرخه‌های نوسان باد مداری می‌شود. حالت اولیه برای نیم‌رخ باد در روز شروع اجرای مدل آب کم‌عمق که نشانگر شرایط زمستان در پوش‌سپهر است شامل یک جریان جتی غربی در عرض‌های بالا و یک جریان جتی شرقی ضعیف‌تر در مناطق حاره‌ای است. چرخه نوسان باد مداری با شتاب منفی و سپس مثبت و تغییر جهت باد مداری از غربی به شرقی و برعکس در عرض‌های بالا (۶۰N – ۸۰N) تعریف می‌شود. تغییر در شارش میانگین از روز دهم آغاز و سپس در عرض‌های بالا حوالی روز چهل و پنجم جهت باد شرقی می‌شود (شکل ۲-الف). برای مثال، با توجه به شکل ۲-الف در عرض‌های بالا از روز اول تا روز چهل و پنجم جهت باد غربی متناظر با رودباد شبانه قطبی است و بعد از آن با کاهش تندی باد از روز چهل و پنجم به بعد جهت باد شرقی می‌شود. سیمای بارز در شکل ۲ برتری الگوریتم DCASL بر الگوریتم SL در شبیه‌سازی چرخه‌های نوسان باد مداری است. بارزترین تغییرپذیری باد مداری در شکل ۲-الف دیده می‌شود که مربوط به کاربرد الگوریتم DCASL در شبیه‌سازی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی است. دست‌کم تا آنجا که مدل آب کم‌عمق را می‌توان به‌منزله مدلی برای پوش‌سپهر در جو واقعی به کار برد، ظهور چرخه‌های نوسان را نیز می‌توان به‌معنای وجود تغییرپذیری درونی پوش‌سپهر در جو واقعی

شارش پیچکی نصف‌النهاری  $(\overline{v^* \zeta_a})$  با بررسی بزرگی هریک از جمله‌ها در معادله جریان‌های شرقی در عرض‌های بالا است که یکی از عوامل تضعیف تاوه قطبی است. (۵) بیانگر اهمیت فرافت تاوایی مطلق در تعیین تحول زمانی باد مداری است.

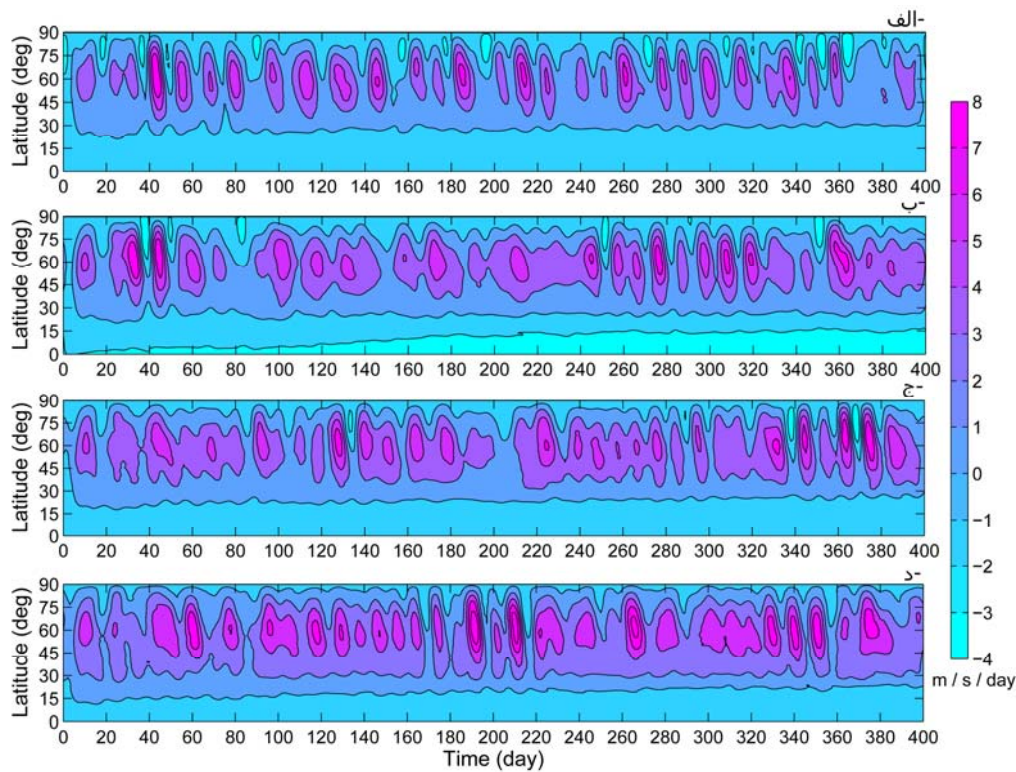


شکل ۲. تحول زمانی میانگین مداری باد مداری با استفاده از الگوریتم‌های (الف) DCASL با تفکیک فضایی  $256 \times 256$  و (ب تا د) به‌ترتیب با تفکیک‌های فضای  $256 \times 256$ ،  $512 \times 512$  و  $1024 \times 1024$ ؛ پربندها میانگین مداری باد مداری با بازه پربندی ۱۰ متر بر ثانیه برحسب عرض جغرافیایی را نشان می‌دهند. در اینجا از پالایهٔ لَنکروس ۳۱ روزه استفاده شده است.



شکل ۳. مانند شکل ۲ ولی برای میانگین مداری گرایش باد مداری با بازه پربندی ۱ متر بر ثانیه بر روز.





شکل ۴. مانند شکل ۲ ولی برای فرارفت تاوایی مطلق با شارش نصف‌النهاری میانگین و بازه پربندی ۱ متر بر ثانیه بر روز.

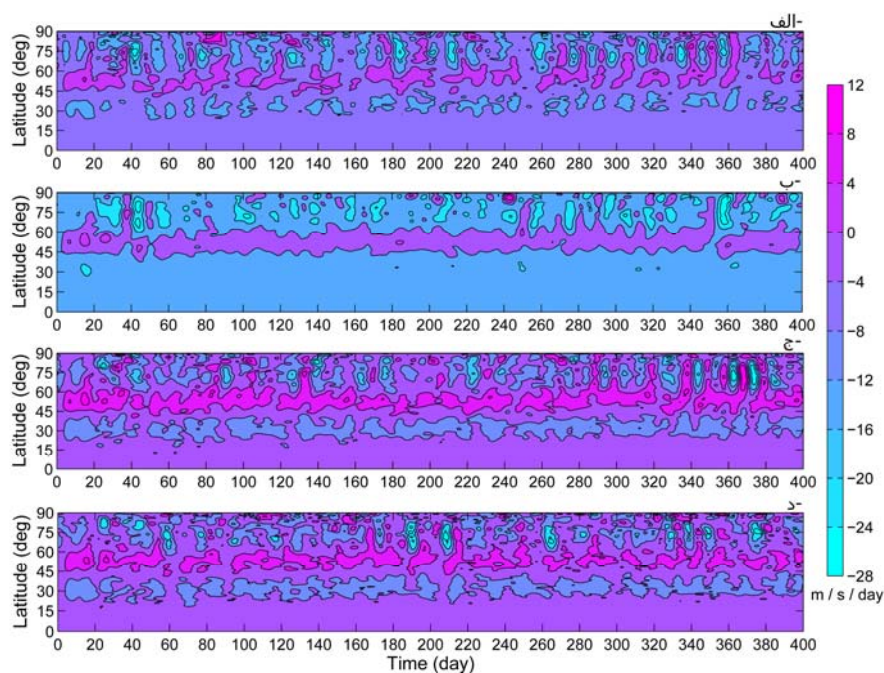
برحسب عرض جغرافیایی  $\left( (1 + \bar{h}) \cos \varphi \right)^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}$  حاصل از حل معادلات آب کم‌عمق با الگوریتم‌های DCASL و SL برای ۴۰۰ روز را نشان می‌دهد. بررسی شکل ۵ نشان می‌دهد که انتقال جنوب‌سوی تکانه موجب کاهش باد مداری می‌شود. تضعیف تاوه قطبی بعد از همگرایی شار EP و تقویت آن بعد از واگرایی شار EP صورت می‌گیرد. همگرایی (واگرایی) شار EP موجب مثبت (منفی) شدن جمله واگرایی شار تکانه افقی می‌شود و نشانگر تعدیل شارش میانگین بر اثر فعالیت موجی است. این جمله در توازن بین جملات معادله (۵) نقش اساسی دارد.

واداشت کوهساری  $\left( c^2 \overline{\bar{h}_{B\lambda}} \left( a(1 + \bar{h}) \cos \varphi \right)^{-1} \right)$  هم مانند بقیه جملات معادله (۵) شامل دوره‌های افزایشی و کاهش‌ی است ولی همواره مقدار آن منفی است

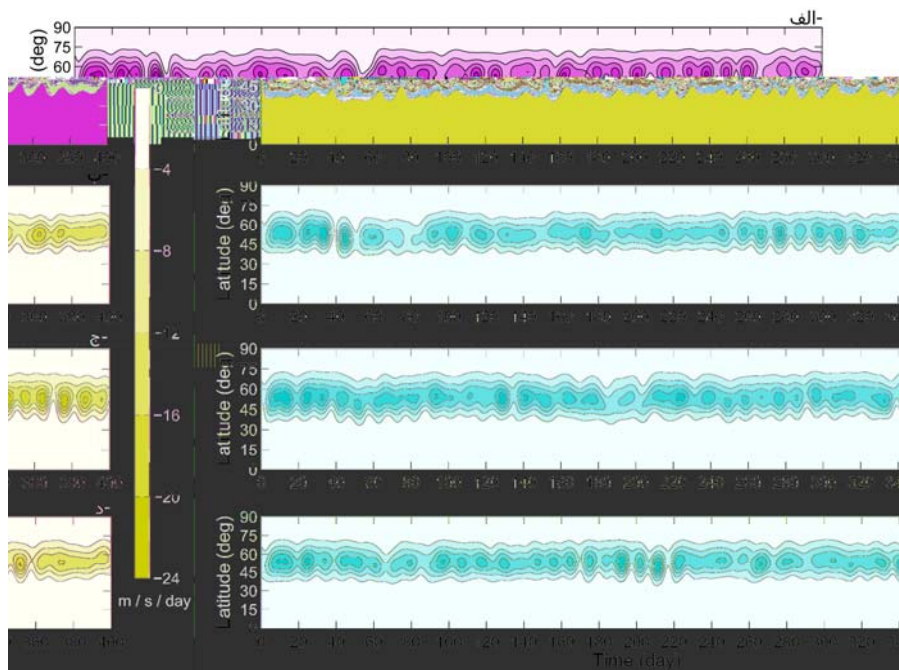
برای امواج کوچک-دامنه شار EP و واگرایی آن در قالب یک فرایافت فشرده، بیانگر فعالیت موجی است. انتشار موج به کمک شار EP و برهم‌کنش موج-شارش میانگین به کمک واگرایی آن مورد بررسی قرار می‌گیرد (اندروز و همکاران، ۱۹۸۷؛ جیمز، ۱۹۹۵). مؤلفه موج بزرگ‌مقیاس، با اعداد موج مداری ۱ و ۲، عامل اصلی در برهم‌کنش موج-شارش میانگین در حین چرخه‌های شکست-بهبودی (breaking-recovery) تاوه قطبی است. علی‌رغم اینکه در این رخداد حرکت‌های مقیاس کوچک‌تر، ویژگی‌های غیرخطی دارند، رفتار این مؤلفه تقریباً خطی است. در مدل آب کم‌عمق تک‌لایه‌ای مورد استفاده، شار EP فقط یک مؤلفه افقی  $\left( -\overline{(1 + \bar{h}) v} \right)' u' \cos \varphi$  دارد که معرف شار افقی تکانه است. شکل ۵ تحول زمانی واگرایی شار تکانه افقی

کاهش باد مداری و تضعیف تاوه قطبی می شود. همراه با کاهش واداشت کوهساری، واداشت گرمایی موجب بازساخت تاوه قطبی می شود. افزایش تندی و تغییر جهت باد مداری از شرقی به غربی حاکی از بازساخت تاوه قطبی است.

(شکل ۶). بررسی بزرگی این جمله نشانگر اهمیت آن در تحول زمانی میانگین مداری باد مداری است. منفی ترین مقادیر واداشت کوهساری قبل از وقوع جریان های شرقی، نشانگر بیشترین اثر امواج سیاره ای است. در واقع رشد فعالیت موجی همراه با افزایش مقدار این جمله موجب



شکل ۵. مانند شکل ۲ ولی برای واگرایی شار تکانه افقی با بازه پربندی ۴ متر بر ثانیه بر روز.

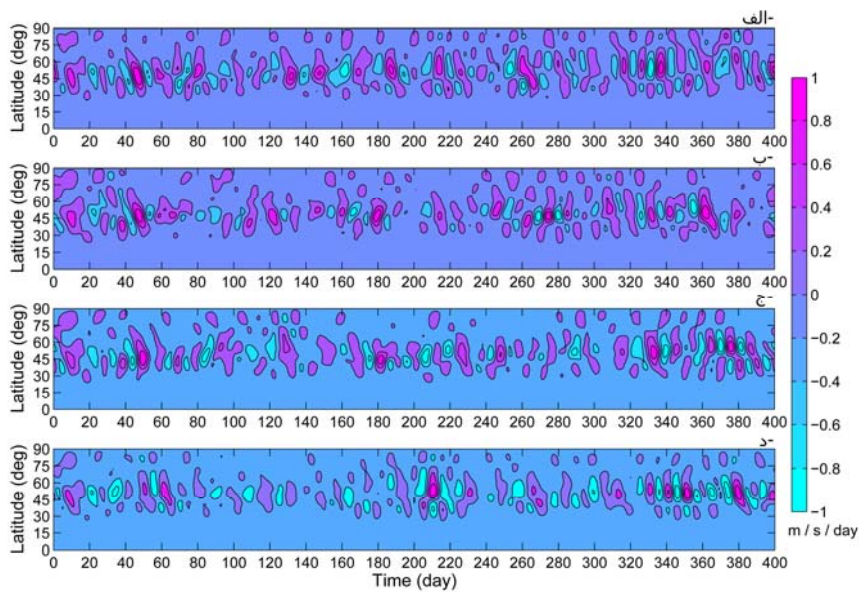


شکل ۶. مانند شکل ۲ ولی برای واداشت کوهساری با بازه پربندی ۴ متر بر ثانیه بر روز.

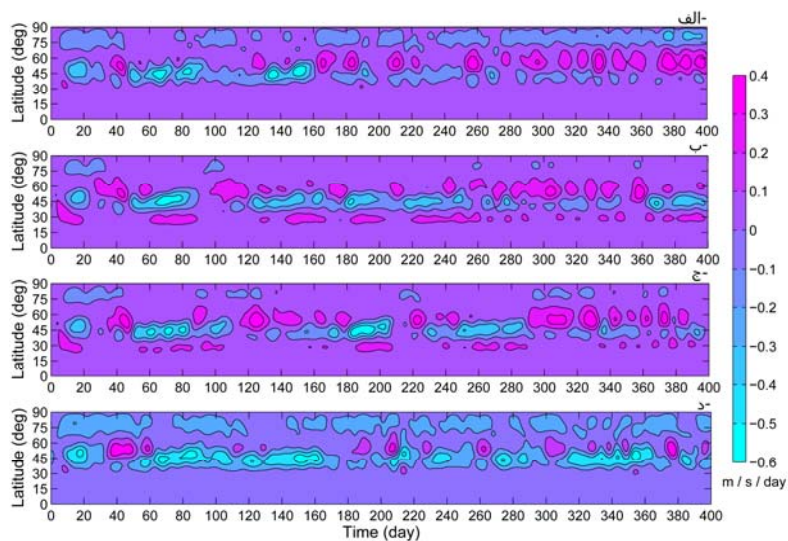


مداری، واداشت کوهساری، واگرایی شار تکانه افقی و گشتاور کوریولیس، در تعیین تحول زمانی میانگین مداری باد مداری سهم مهمی دارند (جدول ۱). در عرض‌های میانه، مجموع جملات گشتاور کوریولیس و واداشت کوهساری با علامت‌های مخالف، تقریباً برابر شار پیچکی تاوایی پتانسیلی است که موجب تضعیف تاوه قطبی می‌شود. چرخه‌های نوسان باد مداری با تغییر ناهم‌فاز این جملات تعیین می‌شوند.

بررسی اندازه دو جمله آخر در معادله (۵) که به ترتیب انتقال نصف‌النهار جرم  $\left( (1 + \bar{h})^{-1} (\bar{h}'u') \right)$  و چشمه جرم  $\left( \overline{u'S'_h} (1 + \bar{h})^{-1} \right)$  را نشان می‌دهند (شکل‌های ۷ و ۸) حاکی از اهمیت نداشتن این دو جمله در تعیین تحول زمانی میانگین مداری باد مداری است. مقایسه مقادیر هریک از جملات معادله میانگین مداری تکانه مداری حاکی از این است که جملات گرایش باد



شکل ۷. مانند شکل ۲ ولی برای انتقال نصف‌النهاری جرم با بازه پربندی ۰/۲ متر بر ثانیه بر روز.



شکل ۸. مانند شکل ۲ ولی برای انتقال نصف‌النهاری چشمه جرم با بازه پربندی ۰/۱ متر بر ثانیه بر روز.

جدول ۱. مقادیر هریک از جملات معادله میانگین مداری نکانه مداری برحسب متر بر ثانیه بر روز.

انتقال پیچکی چشمه جرم	انتقال پیچکی جرم	واداشت کوهساری	واگرایی شار تکانه افقی	فرارفت تاوایی مطلق	گرایش باد مداری
-۰/۶ تا ۰/۴	۱ تا -۱	۰ تا -۲۴	۱۲ تا -۲۸	۸ تا -۴	۶ تا -۶

#### ۴ بحث و نتیجه گیری

در این تحلیل که با استفاده از مدل آب کم عمق تک لایه روی کره برای پوش سپهر صورت گرفته است، اثر ترکیبی واداشت های گرمایی و موجی موجب نوسان تاوه قطبی می شود. چون مقیاس زمانی واداشت گرمایی طولانی تر از واداشت موجی است در غالب موارد شکست تاوه قطبی سریع تر از بازساخت آن روی می دهد. ظهور چرخه های نوسان تاوه قطبی در مدل عددی تک لایه ای (فقط شامل پوش سپهر) با اعمال واداشت موجی مستقل از زمان بیانگر تاثیر دینامیک پوش سپهر در ایجاد تغییر پذیری درونی آن است. هدف از استفاده از مدل آب کم عمق به منزله ساده ترین مدل ممکن که معرف میانگین قائم پوش سپهر برای جو واقعی سه بعدی است، بررسی اثر ساختار افقی در ایجاد و نگهداشت چرخه های نوسان است. در جو واقعی، چرخه های نوسان تاوه قطبی به کمک میدان تاوایی پتانسیلی ارتل روی سطوح هم دمای پتانسیلی تحلیل و بررسی می شوند. بنابر این با تعمیم مدل تک لایه ای به یک مدل چند لایه ای می توان اثر ساختار قائم و در نتیجه انتشار قائم را وارد کرد و بدین ترتیب به شبیه سازی کامل تری از چرخه های نوسان تاوه قطبی دست یافت.

زمان واهلش گرمایی در پوش سپهر تابع ارتفاع است و به طور معمول با افزایش ارتفاع کاهش می یابد. در مدل آب کم عمق به کار رفته برای پوش سپهر زمان واهلش گرمایی ۱۰ روز انتخاب شده که برابر میانگین زمان واهلش گرمایی برای پوش سپهر در جو واقعی است. به علاوه، چون واداشت کوهساری مستقل از زمان در نظر گرفته شده، بنابراین نتایج این پژوهش امکان کاربرد در

مورد اثرات فشارورود ناشی از ساختار افقی بر عامل اصلی تغییر پذیری درونی پوش سپهر در جو واقعی، یعنی تاوه قطبی، دارد. با توجه به امکان اثر هرگونه تغییر پذیری درونی پوش سپهر بر وردسپهر (بالدوین و دانکرتون، ۲۰۰۱)، نتایج پژوهش به طور بالقوه دارای قابلیت کاربست به تعیین تغییر پذیری وردسپهر و نیز رفع عدم قطعیت های مربوط به برهم کنش وردسپهر و پوش سپهر در سامانه اقلیم (گزارش IPCC، ۲۰۰۱) است.

استفاده از الگوریتم ها و تفکیک های فضایی گوناگون برای حل معادلات آب کم عمق به منظور بررسی استواری چرخه های باد مداری صورت گرفته است. نامنظمی چرخه های نوسان در همه نتایج آورده شده برای DCASL و SL که از مظاهر مهم آن گذارهای ناگهانی میان شارش های غرب سو و شرق سو است، تفاوت آشکاری را با چرخه های منظم در شکل ۴-الف رونگ و واف (۲۰۰۴) با تفکیک فضایی کم T۴۲ بر مبنای الگوریتم تبدیل طیفی در نمایش (تاوایی، واگرایی، ضخامت) و استفاده از فرایخش، نشان می دهد.

با توجه به نامنظمی چرخه ها و نیز تفاوت ساختار آماری آنها بین DCASL و SL از یک سو و بین تفکیک های گوناگون SL از سوی دیگر، لازم است که فرایافت های اوپلری مورد استفاده در این مقاله را با فرایافت های قوی تری تکمیل کنیم. فرایافت های تکمیلی به ویژه باید به تعیین هندسه تاوه قطبی و تحول زمانی کمک کنند. برای این منظور فرایافت های اوپلری تغییر شکل یافته (شبه لاگرانژی) مانند عرض جغرافیایی هم ارز و جرم محصور در پربند تاوایی پتانسیلی مطرح شده اند که

- McIntyre, M. E. and Palmer, T. N., 1984, The "surf-zone" in the stratosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 825–849.
- Mohebalhojeh, A. R. and Dritschel, D. G., 2009, The diabatic contour-advective semi-Lagrangian algorithms for the spherical shallow water equations, *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2979–2994.
- Mohebalhojeh, A. R. and Dritschel, D. G., 2007, Assessing the Numerical Accuracy of Complex Spherical Shallow-Water Flows, *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 3876–3894.
- Polvani, L. M. and Saravanan, R., 2000, The three-dimensional structure of breaking Rossby waves in the polar wintertime stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3663–3685.
- Rong, P. P. and Waugh, D. W., 2004, Vacillations in a shallow water model of the stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1174–1185.
- Salby, M. and Callaghan, P., 2004, Evidence of the Solar Cycle in the General Circulation of the Stratosphere, *J. Climate*, **17**, 34–46.
- Scott, R. K. and Polvani, L. M., 2006, Internal variability of the stratospheric polar vortex. Part I: Time-independent forcing, *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2758–2776.
- Scott, R. K. and Polvani, L. M., 2008, Internal variability of the stratospheric polar vortex. Part II: Time-dependent forcing, *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2375–2388.
- Thuburn, J. and Lagneau, V., 1999, Eulerian mean, contour integral, and finite-amplitude wave activity diagnostics applied to a single-layer model of the winter stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 689–710.
- Waugh, D. W., 1993, Subtropical stratospheric mixing linked to disturbances in the polar vortices, *Nature*, **365**, 535–537.
- محاسبه و تحلیل آنها در مقاله دیگری عرضه خواهد شد. امید است که در نهایت بتوان از مجموعه این فرایندها، عدم قطعیت موجود نسبت به استواری چرخه‌های نوسان در مدل آب کم‌عمق برای پوش‌سپهر را به‌طور کامل برطرف کرد.
- منابع
- Andrews, D. G., Holton, J. R. and Leovy, C. B., 1987, *Middle Atmosphere Dynamics*, Academic Press, 489 pp.
- Angell, J. K., 1997, Stratospheric warming due to Agung, El Chichon, and Pinatubo taking into account the quasi-biennial oscillation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 9479–9485.
- Baldwin, M. P. and Dunkerton, T. J., 1988, Climatology of the stratospheric Polar Vortex and planetary wave breaking, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1123–1142.
- Baldwin, M. P. and Dunkerton, T. J., 1989, The stratospheric major warming of early December 1987, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2863–2884.
- Baldwin, M. P. and Dunkerton, T. J., 2001, Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes, *Science*, **244**, 581–584.
- Christiansen, B., 1999, Stratospheric vacillations in a General Circulation Model, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1858–1872.
- Holton, J. R. and Mass, C., 1976, Stratospheric vacillation cycles, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2218–2225.
- IPCC, 2001, *Climate Change 2001*, Cambridge University Press, 94pp.
- James I. N., 1995, *Introduction to Circulating Atmospheres*, Cambridge University Press, 422pp.
- Jukes, M., 1989, A shallow water model of the winter stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2934–2955.
- Matsuno, T., 1970, Vertical propagation of stationary planetary waves in winter northern hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–883.
- Matsuno, T., 1971, A dynamical model of stratospheric warmings, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1479–1494.
- McIntyre, M. E., 1982, How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings? *J. Meteor. Soc. Japan.*, **60**, 37–65.
- McIntyre, M. E. and T. N. Palmer, 1983, Breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, **305**, 593–600.