

تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در یک مدل آب کم عمق برای پوش سپهر با استفاده از فرایافتهای شبه لاگرانژی

سید مجید میررکنی^۱ و علیرضا محب‌الحجه^{۲*}

^۱ دانشجوی دکتری، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران و گروه هواشناسی، دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، ایران

^۲ استادیار، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، ایران

mirrokni@yazduni.ac.ir, amoheb@ut.ac.ir

(تاریخ دریافت: ۱۳۸۸/۹/۲۴، تاریخ پذیرش: ۱۳۸۹/۶/۳۰)

چکیده

برای تحلیل و بررسی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی از داده‌های بلندمدت مدل آب کم عمق برای پوش سپهر استفاده شده است. اثر ترکیبی واداشتهای موجی و گرمایی عامل مولد چرخه نوسان تاوه قطبی در مدل آب کم عمق به کاررفته است. برای آشکارسازی نقش پوش سپهر در ایجاد تغییرپذیری، واداشت موجی مستقل از زمان به واسطه عامل کوهساری و واداشت تابشی نیز به صورت یک فرایند واهلش گرمایی در معادله پیوستگی جرم وارد شده است. در الگوریتم‌های عددی مورد استفاده، معادلات آب کم عمق در نمایش ("تاوایی پتانسیلی" یا PV کوتاه شده Potential Vorticity، واگرایی سرعت، واگرایی شتاب) با استفاده از تعمیم روش فرابرد پربندی نیم لاگرانژی به معادلات دررو و نیز روش نیم لاگرانژی محض در تفکیک‌های فضایی متوسط تا زیاد حل می‌شوند. استفاده از الگوریتم‌های عددی متفاوت در مدل آب کم عمق برای پوش سپهر ما را قادر به آشکارسازی درجه حساسیت عددی و خواص چرخه‌های نوسان با دقت بیشتر نسبت به تحقیقات قبلی می‌سازد. معادلات واگرایی سرعت و واگرایی شتاب با استفاده از تبدیل طیفی در راستای طول جغرافیایی λ و تفاضل متناهی فشرده مرتبه چهارم در راستای عرض جغرافیایی φ حل می‌شوند. تفکیک فضایی را به صورت $M \times N$ نشان می‌دهیم که در اینجا M و N تعداد نقاط شبکه به ترتیب در راستای نصف‌النهاری و مداری هستند.

نتایج برای الگوریتم "نیم لاگرانژی" با نماد SL کونه‌نوشت Semi-Lagrangian با تفکیک‌های فضایی 256×512 و 512×1024 و با نتایج حاصل از کاربست الگوریتم "درروی فرابرد پربندی نیم لاگرانژی" با نماد DCASL کونه‌نوشت Diabatic Contour-Advective Semi-Lagrangian با تفکیک فضایی 256×256 مقایسه می‌شوند. نتایج حاصل از کاربست الگوریتم DCASL با تفکیک فضایی 256×256 قابل مقایسه با نتایج حاصل از کاربست الگوریتم SL با تفکیک فضایی بسیار بیشتر 1024×1024 است، که نشان از برتری الگوریتم DCASL بر الگوریتم SL دارد. تفاوت آشکاری در توپولوژی حالت شبه تعادلی میان جواب‌های این دو الگوریتم دیده می‌شود. در شبیه‌سازی‌های بلندمدت با استفاده از الگوریتم DCASL، یک تاوه قوی به وجود می‌آید درحالی‌که برای الگوریتم SL بسته تفکیک یک تاوه پخشیده ایجاد می‌شود.

در پژوهش حاضر تمرکز بر یک دیدگاه لاگرانژی به تحول تاوه قطبی بر مبنای رفتار فرایافتهای شبه لاگرانژی شامل عرض جغرافیایی هم‌ارز، جرم محصور در پرندهای PV و جملات معادله گرایش جرم است. فرایافتهای شبه لاگرانژی براساس میدان PV محاسبه شده‌اند. تحول زمانی جرم محصور در پرندهای PV به فرایندهای ناپایستاری مانند گرمایش دررو، اصطکاک و درهم آمیزی کوچک مقیاس برگشت‌ناپذیر ارتباط دارد. به‌طور معمول، افزایش (کاهش) جرم تاوه قطبی حاصل عمل شار جرم دررو (اتلافی) است. نتایج ما تمایز آشکاری با نتایج رونگ و واف (۲۰۰۴) نشان می‌دهد. در مدل آب کم عمق آنها که از الگوریتم تبدیل طیفی با تفکیک T42 برای حل معادلات آب کم عمق در نمایش (تاوایی، واگرایی، جرم) استفاده شده، اتلاف با میرایی صریح تاوایی به کمک فرایاختن ایجاد می‌شود. در نتایج ما به غیر از اولین نوسان با دامنه بزرگ، هیچ علامت واضحی در اختلاف فاز بین شارهای جرم دررو و اتلافی در عرض لبه تاوه قطبی وجود ندارد. شایان ذکر است که رونگ و واف، جابه‌جایی فاز بین شارهای جرم دررو و اتلافی در عرض لبه

تاوه قطبی را به‌عنوان سازوکار اصلی برای ایجاد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی پیشنهاد کردند. نتایج ما نشانگر فقدان جابه‌جایی فاز و وقوع گاه‌به‌گاه (intermittent) نوسان‌های میرا است. بنابر این سازوکار حاکم بر ایجاد نوسان تاوه قطبی، افت‌وخیز ذاتی شارهای جرم دررو و اتلافی است. فرایافتها و آزمایش‌های عددی بیشتری برای ارزیابی این سازوکار مورد نیازند.

واژه‌های کلیدی: پوش سپهر، تاوه قطبی، چرخه‌های نوسان، مدل آب کم‌عمق، تاوایی پتانسیلی، پوش سپهر، فرایافتهای شبه‌لاگرانژی

Analysis of the polar vortex oscillations in a shallow water model of the stratosphere using quasi-Lagrangian diagnostics

Seyed Majid MirRokni¹, and Alireza Mohebalhojeh^{2*}

¹Department of Space physics, Institute of Geophysics, University of Tehran and Department of Meteorology, faculty of Physics, University of Yazd, Iran

²Department of Space physics, Institute of Geophysics, University of Tehran, Iran

(Received: 15 December 2009, accepted 21 September 2010)

Summary

Polar vortex oscillations are investigated using the long-term run of the potential-vorticity-based shallow water (SW) models for the stratosphere. In the SW models examined here, the combined effects of mechanical forcing, thermal forcing, and dissipation are the factors that can cause polar vortex oscillation. The mechanical forcing is provided by a time-independent topography, mimicking tropospheric excitation of the stratosphere. The 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. The SW equations in the 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 vastly different numerical algorithms makes it possible to uncover the degree of numerical sensitivity and the properties of the zonal vacillations with much greater accuracy than previous studies based on 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.

The results for the pure SL algorithm with spatial resolutions of 256×256 , 512×512 , and 1024×1024 are presented and compared with the corresponding results for the DCASL algorithm with a spatial resolution of 256×256 . The results for the quasi-Lagrangian diagnostics indicate the superiority of the DCASL algorithm, since it can give results in 256×256 resolution comparable with those of the SL in the vastly more expensive 1024×1024 resolution. This accuracy occurs despite a clear difference in the topology of the quasi-equilibrium state to which the long-term solutions tend to approach, a strong vortex for DCASL as opposed to a diffuse vortex for the SL, indicating the possibility of multiple equilibrium solutions depending on the degree of diffusion.

The present research focuses on a Lagrangian viewpoint to the evolution of the polar vortex by looking at the behavior of the quasi-Lagrangian diagnostics of the equivalent latitude, the mass enclosed by PV contours and the terms involved in its time evolution.

The PV field forms the basis for calculating the quasi-Lagrangian diagnostics. The time evolution of the mass enclosed by PV contour is associated with nonconservative processes such as diabatic heating, friction, and irreversible small-scale mixing. Generally, the mass of the polar vortex increases (decreases) due to the action of diabatic (dissipative) mass flux.

The results of this study are in contrast with the results reported at T42 resolution by Rong and Waugh in 2004, where the spectral transform algorithm was used to solve the SW equations in vorticity, divergence, and mass representation, wherein dissipation was produced by explicitly damping vorticity using hyperdiffusion. Except for the first large-amplitude oscillation, there is no sign of a clear, systematic phase shift between the dissipative and diabatic mass fluxes across the edge of the polar vortex, though such a shift is proposed by Rong and Waugh as the main mechanism responsible for the vacillations. Concomitant with the absence of the phase shift, the oscillations tend to be decaying and occur rather intermittently. Rather than the phase shift, the inherent fluctuations in both the diabatic and dissipative mass fluxes across the edge of the polar vortex seem to play the dominant role in generating the vacillations. Further diagnostics and numerical experiments are needed to assess the latter mechanism.

Key words: Stratosphere, polar vortex, oscillation cycles, shallow water model, potential vorticity, stratosphere, quasi-Lagrangian diagnostics

۱ مقدمه

پوش سپهر با کاربست واداشت موجی مستقل از زمان پرداخته و روشن ساختند که دینامیک درونی پوش سپهر در ایجاد تغییرپذیری آن موثر است. بنابراین، رخداد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی که عاملی اساسی در تغییرپذیری درونی پوش سپهر است در حضور امواج راسبی ایستور هم باید امکان پذیر باشد. با توجه به کار رونگ و واف (۲۰۰۴)، تحقیق حاضر درصدد تعیین استواری رخداد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در مدل آب کم عمق برای پوش سپهر است.

افزایش تفکیک در مدل‌های عددی به منظور آشکارسازی همه عوامل موثر بر دینامیک چرخه‌های نوسان تاوه قطبی صورت می‌گیرد (رونگ و واف، ۲۰۰۴؛ اسکات و پولوانی، ۲۰۰۶ و ۲۰۰۸). افزایش بی‌نظمی در چرخه‌های نوسان تاوه قطبی همراه با افزایش تفکیک مدل این سؤال را پیش می‌آورد که: "آیا تغییرپذیری همدوس (دوره‌ای شبه منظم) ویژگی ذاتی دینامیک پوش سپهر است؟" از راه‌های موجود برای پاسخ به این سؤال بنیادی، بررسی استواری چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با استفاده از

چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، نمود برجسته برهم کنش موج-شارش میانگین است. انتقال گرما و تکانه که نقش اساسی در پدیده گرمایش ناگهانی پوش سپهر دارد نشانگر فعالیت موجی حاصل از امواج سیاره‌ای است (ماتسونو، ۱۹۷۰). بر این اساس ماتسونو (۱۹۷۱) مدلی شبه زمین گرد در کانال β برای برهم کنش موج-شارش میانگین در پوش سپهر عرضه کرد که شامل امواج سیاره‌ای واداشته از سطح زیرین (وردسپهر) و برهم کنش آنها با شارش میانگین در پوش سپهر بود. در این مدل، انتشار قائم امواج سیاره‌ای گذرا حاصل از تغییرپذیری گردش در وردسپهر و نفوذ آنها به پوش سپهر موجب تعدیل شارش میانگین می‌شود. بدین ترتیب، ماتسونو (۱۹۷۱) روشن ساخت که انتشار قائم امواج گذرای سیاره‌ای می‌تواند عاملی اساسی در تغییرپذیری گردش در پوش سپهر باشد.

بر مبنای مدل‌سازی پوش سپهر با معادلات آب کم عمق (جوکس، ۱۹۸۹؛ پولوانی و همکاران، ۱۹۹۵)، رونگ و واف (۲۰۰۴) به بررسی تغییرپذیری درونی

در پریند PV به کار می‌روند. شایان ذکر است که تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با استفاده از فرایافتهای اوپلری حاصل از مولفه مداری معادله تکانه مداری (میررکنی و محب‌الحجه، ۱۳۸۹) امکان تعیین هندسه تاوه قطبی، به‌خصوص هنگام جابه‌جایی و شکافت آن را نمی‌دهد. بنابر این برای تحلیل و بررسی استواری چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در مدل آب کم‌عمق، استفاده از فرایافتهای شبه‌لاگرانژی ضروری است.

در بخش بعدی مدل عددی و فرایافتهای معرفی می‌شوند. بخش سوم مربوط به تجزیه و تحلیل نتایج عددی است. نتایج در بخش پایانی مورد بحث قرار می‌گیرد.

۲ معرفی مدل عددی و فرایافتهای شبه‌لاگرانژی

در این مقاله مدل آب کم‌عمق در نمایش (تاوایی پتانسیلی، واگرایی سرعت، واگرایی شتاب) با استفاده از روش DCASL و نیز روش SL محض در تفکیک‌های فضایی متوسط تا زیاد حل می‌شود. معادلات مدل آب کم‌عمق در نمایش (تاوایی پتانسیلی، واگرایی سرعت، واگرایی شتاب) عبارت‌اند از (محب‌الحجه و دریچل، ۲۰۰۹):

$$\frac{DQ}{Dt} = S_Q = -\frac{Q}{1+h} S_h \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \gamma - 2 \left[\frac{\partial u}{a \partial \phi} \left(\frac{\partial u}{a \partial \phi} + \zeta \right) + \frac{\partial v}{a \partial \phi} \left(\frac{\partial v}{a \partial \phi} - \delta \right) \right] \quad (2)$$

$$-\nabla \cdot (\delta \mathbf{v}) - \frac{|\mathbf{v}|^2}{a^2}$$

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

یک مدل دوبعدی با اعمال واداشت موجی مستقل از زمان و بدون وارد کردن پیچیدگی‌های ساختار قائم، میسر است. بدین ترتیب، با حذف اثر تغییرپذیری گردش و ردسپهری، می‌توان نقش دینامیک پوش سپهر در ایجاد چرخه‌های نوسان تاوه قطبی را بررسی کرد.

روش سنتی برای تحلیل و بررسی تحول زمانی تاوه قطبی و تعدیل گردش بزرگ مقیاس در پوش سپهر، تجزیه کمیت‌های مورد بررسی به دو بخش میانگین و انحراف از آن است (مانند جیمز، ۱۹۹۵). بسته به اهداف پژوهش، روش‌های میانگین‌گیری متعددی مانند اوپلری، اوپلری تعدیل یافته، لاگرانژی و شبه‌لاگرانژی مورد استفاده قرار می‌گیرند (مک‌اینتایر، ۱۹۸۲؛ مک‌اینتایر و پالم، ۱۹۸۳ و ۱۹۸۴؛ توپرن و لنگو، ۱۹۹۹). تغییرات گذرای شارش‌های جوی به کمک فرایافتهای اوپلری به‌طور کامل ترسیم می‌شوند. فرایافتهایی مانند میانگین مداری دما و میانگین مداری باد مداری در تحلیل و بررسی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی به‌شرط حفظ تقارن مداری شارش، بسیار مفیدند (مانند اندروز و مک‌اینتایر، ۱۹۷۶؛ بالدوین و دانکرتون، ۱۹۸۹؛ رونگ و واف، ۲۰۰۴).

در حین چرخه نوسان تاوه قطبی به‌طور معمول شارش از حالت تقارن مداری دور می‌شود. بنابراین تعبیر و تفسیر فرایافتهای اوپلری دشوار خواهد شد (توپرن و لنگو، ۱۹۹۹). برای مثال، تشخیص و تعیین لبه تاوه قطبی هنگام شکست تاوه با استفاده از متوسط‌گیری اوپلری امکان‌پذیر نیست. برای شارش‌های نامتقارن مداری بهتر است از فرایافتهای شبه‌لاگرانژی استفاده کرد. به‌طور معمول این فرایافتهای براساس میدان PV به‌دست می‌آیند (مانند نورتن، ۱۹۹۴؛ ناکامورا، ۱۹۹۵ و ۱۹۹۶). هدف اصلی مقاله حاضر، تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی با استفاده از فرایافتهای شبه‌لاگرانژی است. برای تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، فرایافتهای شبه‌لاگرانژی حاصل از معادله گرایش زمانی جرم، عرض هم‌ارز و جرم محصور

عددی به مقدار بیشینه قابل تنظیمی می‌رسد و یک موج راسبی ایست‌ور با عدد موج ۱ تولید می‌کند. واداشت حرارتی نیز به صورت یک فرایند واهلش گرمایی در معادله پیوستگی جرم وارد می‌شود. در این فرایند عمق شماره به یک توزیع ترازمند که نمایشگر ترازمندی تابشی است، واهلیده می‌شود. توزیع ترازمند عمق شماره، تنها تابعی از عرض جغرافیایی و مستقل از زمان در نظر گرفته می‌شود (شکل ۱-ب).

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 می‌گیرند.

فرایندهای شبه لاگرانژی ابزار مهمی برای شناخت گردش‌های نصف‌النهاری و شارش‌های نامتقارنی که در طی تحول زمانی به وجود می‌آیند، است (توبرن و لگنو، ۱۹۹۹).

پایستاری PV در غیاب فرایندهای اتلافی و حرارتی نشانگر طبیعت لاگرانژی این کمیت است. بر این اساس می‌توان فرایندهایی برای تحلیل چرخه‌های نوسان قطبی به دست آورد. این فرایندها به طور معمول روی سطوح هم‌مقدار مانند سطوح هم‌آنتروبی محاسبه می‌شوند.

مساحت محصور در پرندهای PV به منزله یک فرایند شبه لاگرانژی، نشانگر تحول زمانی تاوه قطبی است (بوچارت و رمزبرگ، ۱۹۸۶). این مساحت در قالب عرض هم‌ارز $\phi_{equiv}(Q) = \sin^{-1} \left[\frac{1 - A(Q)}{2\pi a^2} \right]$ بیان می‌شود که $A(Q)$ مساحت محصور در یک پرنده PV با مقدار Q است. توان تاوه قطبی با تندی جریان جتی شبانه قطبی که منطبق بر لبه آن است سنجیده می‌شود. برای مثال،

که در آن چشمه برای پریشیدگی ضخامت بی‌بعد (\tilde{h}) به صورت سرمایش نیوتنی $S_h = \frac{(H_e/H_0)-1}{\tau} + \frac{(H_e/H_0)\tilde{h}_e - \tilde{h}}{\tau}$ تعریف می‌شود. در اینجا $Q = (f + \zeta)/(1 + \tilde{h})$ تاوایی پتانسیلی، f پارامتر کوریولیس، \tilde{h}_e پریشیدگی میدان ضخامت تعادلی، H_0 میانگین جهانی ضخامت و H_e میانگین جهانی ضخامت تعادلی در $t = 0$ ، δ واگرایی سرعت، u و v مؤلفه‌های مداری و نصف‌النهاری باد، V بردار سرعت افقی، τ زمان واهلش، واگرایی $\gamma = f\zeta - c^2 \nabla^2 (\tilde{h} + h_b) - \beta u$ شتاب، h_b کوهساری، $c = \sqrt{gH_0}$ تندی موج گرانی، g شتاب گرانی، Ω_E سرعت زاویه‌ای کره زمین، فشار $B \equiv c^2 (\tilde{h} + h_b) + \frac{1}{2} |v|^2$ برنولی، ϕ عرض جغرافیایی، λ طول جغرافیایی، a شعاع زمین، $Z = f(f + \zeta)$ است. پریشیدگی ضخامت بی‌بعد \tilde{h} با رابطه $h = H_0(1 + \tilde{h})$ بر مبنای میانگین جهانی ضخامت H_0 و میدان ضخامت h تعریف می‌شود.

برای همه شبیه‌سازی‌ها، شرایط اولیه مورد استفاده دارای تقارن مداری، یعنی بدون تغییر در راستای طول جغرافیایی λ است (شکل ۱-الف). شارش اولیه همان شارش به کار رفته در رونگ و واف (۲۰۰۴) است. در این آزمایش، واداشت از سطح زیرین به واسطه 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 رابطه زیر بیان می‌شود:

$$h_b = H_b \left(1 - e^{-t/\tau_b} \right) \cos(\lambda) e^{-\left[(\phi - \phi_0) / \Delta\phi \right]^2} \quad (۴)$$

که H_b دامنه واداشت کوهساری و $\phi_0 = 45^\circ$ عرض جغرافیایی مرکز واداشت ناشی از کوهساری است. کوهساری در طی یک دوره زمانی ۵ روزه ($\tau_b = 5 \text{ days}$) از مقدار صفر در شروع انتگرال‌گیری

به دست می‌آید که در آن

$$M(Q, t) = \int_{PV > Q} h(Q, t) dA$$
 جرم محصور در یک پربند PV با مقدار Q و $G = (1 + \tilde{h}) \frac{DQ}{Dt} \Big|_{AD}$ است. در اینجا $\frac{DQ}{Dt} \Big|_{AD}$ معرف مشتق تام تاوایی پتانسیلی تحت شرایط اتلافی و بدون در نظر گرفتن اثرات دَررو است. در الگوریتم‌های مورد استفاده در این مقاله مراد از اتلاف صرفاً اتلاف عددی است. جملات اول و دوم سمت راست معادله معرف شار جرم در عرض پربند حاصل از به ترتیب فرایندهای اتلافی و دَررو و جمله سوم معرف چشمه جرم درون پربند است.

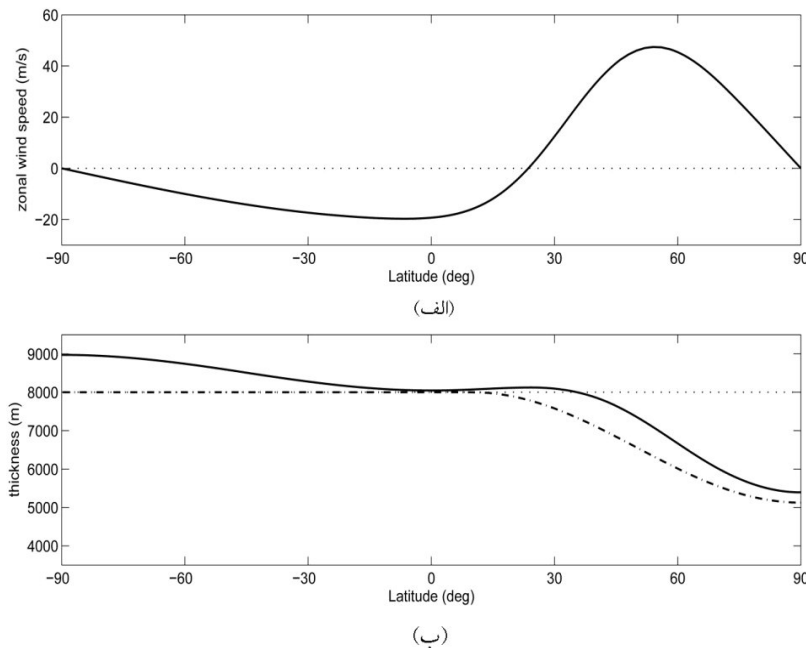
۳ نتایج عددی

نتایج عددی بلندمدت حاصل از محاسبات با دامنه ۳۰۰۰ متر برای واداشت کوهساری، زمان واهلش ۱۰ روز برای الگوریتم‌های DCASL با تفکیک 256×256 و SL با

تاوه قطبی قوی با مساحت بزرگ (عرض‌های هم‌ارز کوچک‌تر از ۷۰ درجه) و تندی زیاد جریان جتی (بزرگ‌تر از ۴۰ متر بر ثانیه) و تاوه قطبی ضعیف با مساحت کوچک و تندی کم در داده‌های حاصل از مدل آب کم عمق به کار رفته مشخص می‌شود. برای تحلیل دقیق‌تر تحول زمانی تاوه قطبی منحنی‌های عرض هم‌ارز و بیشینه تندی جریان جتی شبانه قطبی u_{jet} روی یک نمودار رسم می‌شوند. u_{jet} با متوسط‌گیری تندی باد افقی روی هر پربند PV و تعیین بیشینه مقدار آن به دست می‌آید.

توصیف کامل‌تر تحول زمانی تاوه قطبی با محاسبه فرایفت‌های شبه‌لاگرائژی حاصل از معادله گرایش زمانی جرم محصور در پربندهای PV امکان‌پذیر است. برای مدل آب کم عمق می‌توان نشان داد که گرایش زمانی جرم محصور در پربندهای PV از رابطه

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \int \frac{G}{|\nabla Q|} dl - Q \int \frac{H_0 S_{\tilde{h}}}{|\nabla Q|} dl + \iint_{PV > Q} H_0 S_{\tilde{h}} dA \quad (5)$$



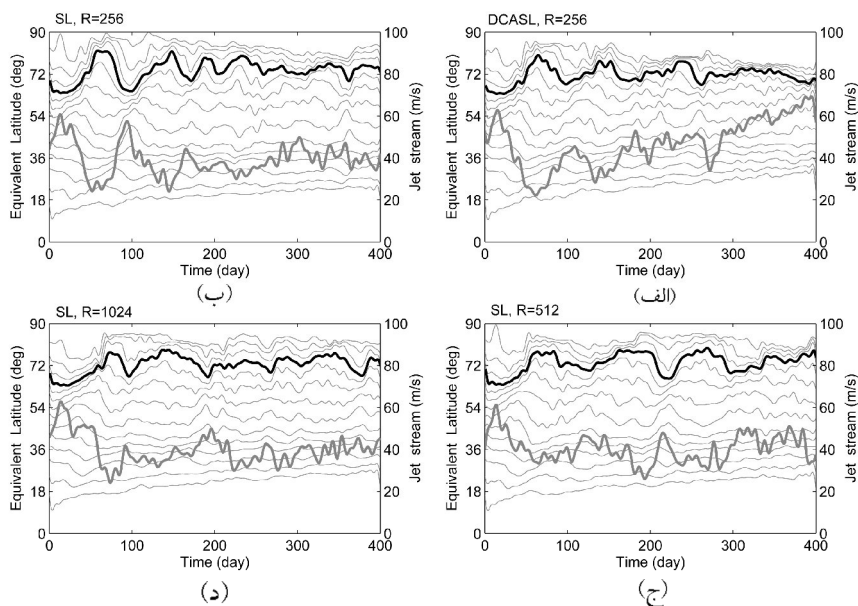
شکل ۱. وردایی (الف) باد مداری و (ب) ضخامت (خط توپر) و ضخامت تعادلی (خط نقطه‌چین) برای حالت اولیه برحسب عرض جغرافیایی.

بنابراین یکی از راهکارهای آشکارسازی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی تحلیل و بررسی جرم محصور در پربند PV بر مبنای رابطه (۴) است. شکل ۳ تحول زمانی جرم محصور در پربندهای PV را نشان می‌دهد. منحنی مشکی پُررنگ جرم محصور در پربند $PV = 2/2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ است که به‌طور تقریبی درون منطقه لبه تاوه قطبی قرار دارد. نوسان‌های جرم تاوه قطبی نشانگر اثر ترکیبی واداشت حرارتی و اتلاف است. مقایسه شکل‌های ۲ و ۳ نشانگر انطباق دوره‌های افزایشی و کاهش‌ی جرم درون تاوه قطبی، مساحت تاوه قطبی و تندی جریان جتی است. هر چرخه نوسان تاوه قطبی بر اساس نوسان‌های جرم درون آن شامل سه مرحله تشکیل، رشد و شکست است. جرم درون تاوه قطبی در حین یک چرخه نوسان آن ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. در تمام شبیه‌سازی‌ها اولین چرخه نوسان تاوه قطبی با دامنه به اندازه کافی بزرگ در ۱۰۰ روز اول اتفاق می‌افتد و با گذشت زمان نوسان‌های میرا می‌شوند.

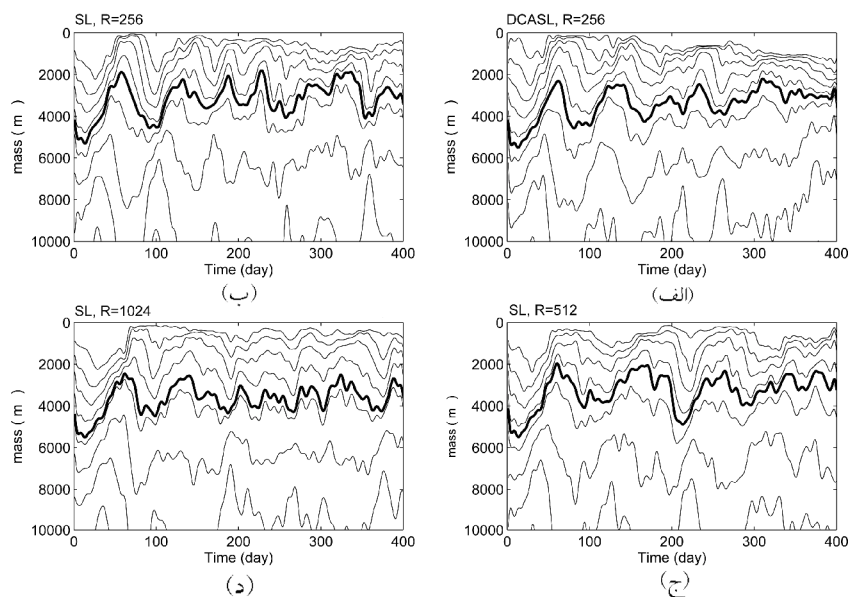
شکل‌های ۴، ۵، ۶ و ۷ تحول زمانی جرم و همه جمله‌های معادله (۱) در حین چرخه‌های نوسان تاوه قطبی را نشان می‌دهند. آخرین جمله سمت راست معادله (۱) عبارت چشمه جرم $\iint_{PV>Q} H_0 \cdot S_{\tilde{h}} dA$ درون تاوه قطبی در مقایسه با بقیه جمله‌ها قابل اغماض است. استفاده از معادلات آب کم‌عمق بر مبنای PV موجب تمایز نتایج این پژوهش از نتایج رونگ و واف (۲۰۰۴) شده است. در تحقیق رونگ و واف (۲۰۰۴) با توجه به استفاده صریح از فرایخش در معادله تاوایی، G در رابطه (۴) به صورت $G = v \nabla^6 \zeta$ محاسبه شده و تغییرات ناهم‌فاز برای شارهای اتلافی $\int \frac{G}{|\nabla Q|} dl$ و ذرو $\int \frac{H_0 S_{\tilde{h}}}{|\nabla Q|} dl$ به‌دست آمده است.

تفکیک‌های فضایی 256×256 ، 512×512 و 1024×1024 را بررسی می‌کنیم. دامنه انتخاب شده برای واداشت کوهساری متناظر با قوی‌ترین واداشت مورد استفاده در پژوهش رونگ و واف (۲۰۰۴) است. چون بنابر نتایج همان پژوهش، چرخه‌های نوسان به‌ازای واداشت‌های ضعیف‌تر روی نمی‌دهند، بنابراین به عرضه نتایج دامنه ۳۰۰۰ متر برای واداشت کوهساری اکتفا می‌شود. تفکیک فضایی اشاره به تعداد نقاط به‌کاررفته در راستای طول جغرافیایی λ و راستای عرض جغرافیایی ϕ از قطب جنوب به قطب شمال دارد. توجه شود که تفکیک به‌کاررفته در راستای عرض جغرافیایی، دو برابر تفکیک در راستای طول جغرافیایی است. برای نمایش بازهم بهتر چرخه‌های نوسان، آشفتگی‌های کوتاه‌مدت به کمک پالایه لنکروس ۳۱ روزه حذف شده‌اند. شکل ۲ نوسان‌های تاوه قطبی را در قالب مفاهیم عرض هم‌ارز $\phi_{equiv}(Q)$ و تندی بیشینه جریان جتی شبانه قطبی u_{jet} نشان می‌دهد. گستره تاوه قطبی در روز آغاز اجرای مدل آب کم‌عمق از قطب شمال تا $70^\circ N$ و u_{jet} حدود 40 متر بر ثانیه است. ابتدا در چند روز اول اجرای مدل به دلیل غلبه واداشت حرارتی بر اتلاف، تاوه قطبی تقویت شده ولی بعد از گذشت پنج روز که مصادف با زمان ساخت واداشت کوهساری است، مرحله فرسایشی شروع می‌شود. چروکیدگی و فشردگی تاوه قطبی در این مرحله، نشانگر فعالیت موجی است. مقایسه شکل‌های ۲-الف تا ۲-د نشانگر میرایی نوسان‌ها با گذشت زمان است. علی‌رغم نبود بازساخت کامل تاوه قطبی، هماهنگی بین دوره‌های افزایشی و کاهش‌ی مساحت تاوه قطبی و تندی جریان جتی، حاکی از توانایی الگوریتم‌های به‌کاررفته در شبیه‌سازی چرخه‌های نوسان تاوه قطبی است.

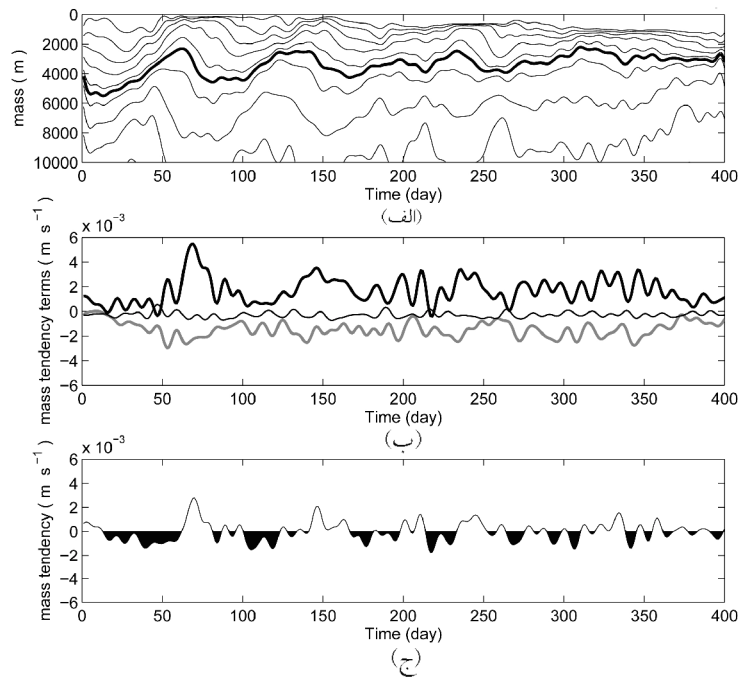
برهم‌کنش موج-شارش میانگین، موجب هم‌آمیزی جرم بین توده‌های هوا با خواص فیزیکی متفاوت می‌شود.



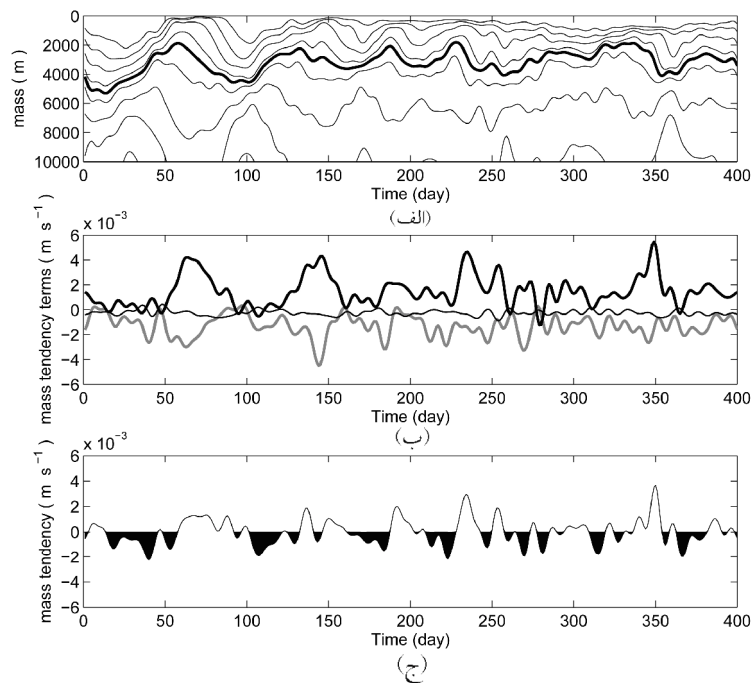
شکل ۲. تحول زمانی عرض‌های هم‌ارز $\phi_{equiv}(\theta)$ (منحنی‌های سیاه) و بیشینه جریان جتی u_{jet} (منحنی‌های خاکستری) برای شبیه‌سازی با الگوریتم‌های (الف) DCASL با تفکیک فضایی 256×256 و (ب) 256×256 ، (ج) 512×512 و (د) 1024×1024 ؛ منحنی مشکی پُرننگ منطبق بر PV برابر $10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ، بازه پرنندی PV در نمایش عرض‌های هم‌ارز $10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ و از پالایه لنگزوس ۳۱ روزه استفاده شده است.



شکل ۳. تحول زمانی جرم محصور در پرندهای PV برای شبیه‌سازی با الگوریتم‌های (الف) DCASL با تفکیک فضایی 256×256 و (ب) 256×256 ، (ج) 512×512 و (د) 1024×1024 ؛ منحنی مشکی پُرننگ منطبق بر PV برابر $10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ، بازه پرنندی PV در نمایش جرم محصور در پرندهای PV $10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ و از پالایه لنگزوس ۳۱ روزه استفاده شده است. برای سهولت مقایسه، همه اعداد بر مجذور شعاع زمین تقسیم شده‌اند.



شکل ۴. مانند شکل ۳ ولی برای تحول زمانی (الف) جرم محصور در پریند PV، (ب) شار جرم حاصل از فرایندهای اتلافی (منحنی مشکی پُررنگ) و ذرو (منحنی خاکستری) و چشمه جرم (منحنی مشکی کم‌رنگ) درون پریند PV و (ج) گرایش زمانی جرم با استفاده از الگوریتم DCASL با تفکیک فضایی 256×256 ، مناطق سایه مقادیر منفی گرایش جرم را نشان می‌دهند.



شکل ۵. مانند شکل ۴ ولی برای الگوریتم SL با تفکیک فضایی 256×256 .

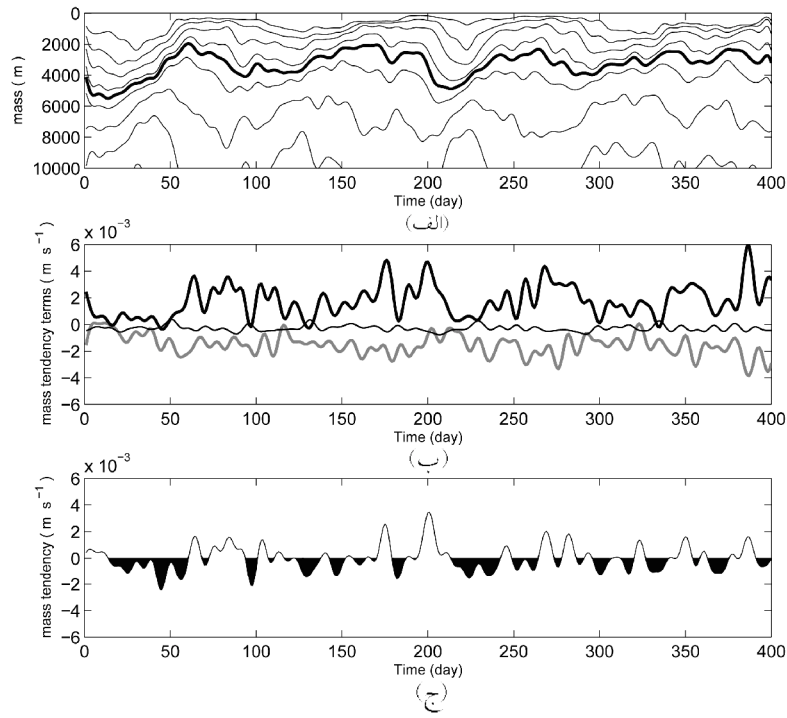
برهم‌کنش موج-شارش میانگین در تحول زمانی عرض‌های هم‌ارز، به‌خصوص در عرض هم‌ارز منطبق بر لبه آن، به‌وضوح دیده می‌شود. کاهش تندی جریان جتی، نشانه بارز شکست موج راسبی است. رفتار تاوه قطبی در مدل آب کم‌عمق به‌کاررفته، شبیه یک نوسانگر میرا است که از ناپایداری‌ترین حالت خود رها شده باشد. شرایط اولیه مورد استفاده برای شارش، بیانگر ناپایداری‌ترین حالت برای تاوه قطبی است. بنابراین آزمایش‌های عددی دیگری که نشانگر نبود وابستگی به آغازگری مدل باشد ضروری است. میانگین جرم محصور در پربند PV یکی دیگر از فرایافتهای لاگرانژی است که اثر برهم‌کنش موج-شارش میانگین را به‌خوبی نشان می‌دهد. تبادل جرم بین تاوه قطبی و محیط پیرامون آن حاصل از برهم‌کنش موج-شارش میانگین به‌صورت نوسان در پربندهای جرم آشکار می‌شود. خروج جرم از تاوه قطبی توام با کاهش تندی جریان جتی در حین شکست موج راسبی، نشانگر آغاز مرحله شکست تاوه قطبی شامل فرسایش آن به‌صورت چروکیدگی و فشردگی است. در این مرحله، شار اتلافی بر شار دررو غلبه دارد.

اما در مرحله تشکیل و رشد تاوه قطبی، شار جرم در عرض پربندهای PV به سمت داخل تاوه است که نشانگر غلبه شار دررو بر شار اتلافی است. توازن بین شار اتلافی و دررو نقشی اساسی در چرخه‌های نوسان تاوه قطبی دارد. ظهور چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در مدل عددی تک‌لایه‌ای (فقط شامل پوش سپهر) بیانگر تاثیر دینامیک پوش سپهر در ایجاد تغییرپذیری درونی آن است. بدین ترتیب، اهمیت ساختار افقی شارش آشکار می‌شود. استواری این چرخه‌ها را می‌توان با استفاده از الگوریتم‌های متفاوت، برای حل معادلات آب کم‌عمق بررسی کرد. واداشت کوهساری طی پنج روز به‌آرامی ساخته می‌شود. بنابر این اولین نوسان با دامنه به‌نسبت بزرگ می‌تواند ناشی از اثر گذرا در ساخت کوهساری و

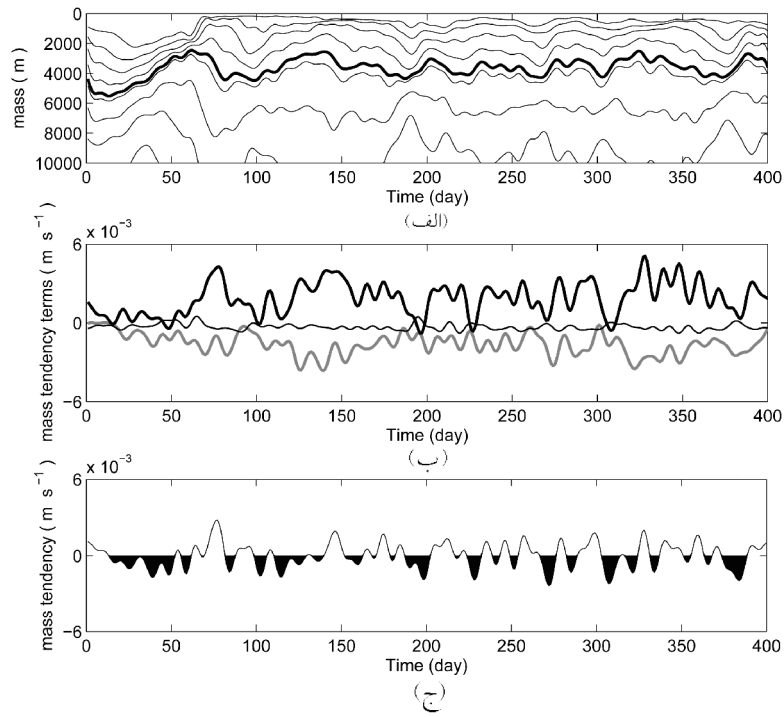
ولی در پژوهش حاضر با توجه به استفاده از الگوریتم‌های برمبنای PV، برای محاسبه شار اتلافی از روش باقی‌مانده استفاده شده و نتایج نشانگر این است که تغییرات شارهای اتلافی و دررو بیشتر هم‌فازند تا ناهم‌فاز. در روش باقی‌مانده (برای مثال توپرن و لگنو، ۱۹۹۹) پس از محاسبه جملات شار دررو، چشمه جرم و نیز برآورد گرایش زمانی جرم به روش تفاضل متناهی، یعنی جملات به ترتیب دوم و سوم سمت راست و جمله سمت چپ رابطه (۴)، جمله شار اتلافی به‌دست می‌آید. شارهای اتلافی و دررو به‌ترتیب موجب کاهش و افزایش جرم درون تاوه قطبی می‌شوند. توازن بین شارهای اتلافی و دررو با علامت‌های مخالف عامل اصلی در ایجاد دوره‌های افزایشی و کاهش‌ی جرم است. رفتار نوسانی فرایافتهای شبه‌لاگرانژی محاسبه شده به‌کمک معادله گرایش زمانی جرم مانند عرض هم‌ارز و تندی جت (شکل ۲) است. ابتدا یک نوسان با دامنه به‌طور نسبی بزرگ رخ می‌دهد و سپس با گذشت زمان، دامنه نوسان‌ها کاهش می‌یابد. محاسبات نشان می‌دهند در معادله (۱) جملات شارهای اتلافی و دررو، سهمی اصلی در تعیین تحول زمانی جرم دارند.

۴ بحث و نتیجه‌گیری

با توجه به نبود تقارن مداری شارش در حین چرخه‌های نوسان تاوه قطبی، استفاده از فرایافتهای شبه‌لاگرانژی برای تحلیل استواری چرخه‌های نوسان تاوه قطبی ضروری است. تعیین هندسه تاوه قطبی با استفاده از فرایافتهای شبه‌لاگرانژی، برخلاف فرایافتهای اوپلری مانند میانگین مداری باد مداری، به‌خوبی امکان‌پذیر است. عرض هم‌ارز به‌منزله شاخص مساحت تاوه قطبی و بیشینه تندی جریان جتی شبانه قطبی درحکم شاخص لبه تاوه قطبی، علاوه بر تعیین هندسه تاوه قطبی، توانایی نمایش چرخه‌های نوسان را هم دارند. چروکیدگی و فشردگی تاوه قطبی حاصل از



شکل ۶. مانند شکل ۴ ولی برای الگوریتم SL با تفکیک فضایی 512×512 .



شکل ۷. مانند شکل ۴ ولی برای الگوریتم SL با تفکیک فضایی 1024×1024 .

- 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 Palmer, T. N., 1983, Breaking planetary waves in the stratosphere: *Nature*, **305**, 593-600.
- 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.
- Nakamura, N., 1996, Two-dimensional mixing, edge formation, and permeability diagnosed in an area coordinate: *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1524-1537.
- Nakamura, N., 1995, Modified Lagrangian-mean diagnostics of the stratospheric polar vortices, Part I: Formulation and analysis of GFDL SKYHI GCM: *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2096-2108.
- Norton, W. A., 1994, Breaking Rossby waves in a model stratosphere diagnosed by a vortex-following coordinate system and a technique for advecting material contours: *J. Atmos. Sci.*, **51**, 654-673.
- Polvani, M. L., Waugh, D. W., and Plumb, R. A., 1995, On the subtropical edge of the stratospheric surf zone: *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1288-1309.
- Rong, P. P., and Waugh, D. W., 2004, Vacillations in a shallow water model of the stratosphere: *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1174-1185.
- 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.
- یا ماهیت ذاتاً میرای نوسان‌های ناشی از دینامیک مدل آب کم‌عمق و فرایند متعادل‌سازی (equilibration) باشد. نحوهٔ پاسخ سامانه به کوهساری را می‌توان با کوهساری از ابتدا پایا بررسی کرد. این امر هرگونه تاثیر ساخت کوهسار در یک زمان متناهی در ایجاد نوسان میرا را روشن خواهد کرد. برای مورد دوم، یعنی ماهیت ذاتاً میرای نوسان‌ها، آزمایش‌های کمکی با شرایط اولیه‌ای متفاوت از نظر ساختار تاوایی پتانسیلی، وارد کردن واداشت گرمایی در فرایند ایجاد شرایط اولیه، و نیز فرایفت‌های لاگرانژی جدید لازم است. این مسئله، یعنی عامل میرایی نوسان‌ها، در مقالهٔ دیگری مورد بررسی قرار خواهد گرفت.
- منابع
- میررکنی، س. م.، محب‌الحجه، ع. ر.، ۱۳۸۹، تحلیل چرخه‌های نوسان تاوه قطبی در یک مدل آب کم‌عمق برای پوش سپهر با استفاده از فرایفت‌های اولیری: ارسال به مجله فیزیک زمین و فضا.
- Andrews, D. G., and McIntyre, M. E., 1976, Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration: *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Baldwin, M. P., and Dunkerton, T. J., 1989, The stratospheric major warming of early December 1987: *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2863-2884.
- Butchart, N., and Remsberg, E. E., 1986, The area of the stratospheric polar vortex as a diagnostic for tracer transport on an isentropic surface: *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1319-1339.
- James, I. N., 1995, Introduction to circulating atmospheres: Cambridge University Press.
- 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.