فیزیک زمین و فضا، دوره ۴۸، شماره ۲، تابستان ۱۴۰۱، صفحهٔ ۳۸۱- ۴۰۱ (مقاله پژوهشی)
DOI: 10.22059/JESPHYS.2022.329288.1007351

مطالعه تلاطم هوای صاف به کمک نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی

سارا محمودوند[۱]، محمد میرزائی[۲*] و علیرضا محب‌الحجه[۳]

۱. دانش‌آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران
۲. دانشیار، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران
۳. استاد، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران

(دریافت: ۱۴۰۰/۶/۴، پذیرش نهایی: ۱۴۰۰/۱۰/۲۰)

چکیده

عدم‌توازن و به‌دنبال آن شکل‌گیری امواج گرانی-لختی به‌عنوان یکی از عوامل شناخته‌شده در وقوع تلاطم هوای صاف CAT (Clear Air Turbulence)، در وردسپهر زبرین شناخته می‌شوند. در این پژوهش ابتدا امواج کژفشار با استفاده از مدل WRF (Weather Research and Forecasting) به‌صورت آرمانی در یک کانال با ابعاد ۴۰۰۰، ۱۰۰۰۰ و ۲۲ کیلومتر به‌ترتیب در راستاهای مداری، نصف‌النهاری و قائم بر روی صفحه f با تفکیک افقی (قائم) برابر با ۲۵ (۰/۲۵) کیلومتر برای ۱۵ روز شبیه‌سازی شد. در ادامه، با کاربست روش تجزیه موج-تاوه، بخش نامتوازن شارش تعیین و برای محاسبه دامنه و دامنه بی‌بعد امواج گرانی-لختی مورد استفاده قرار گرفت. سپس مقادیر دامنه بی‌بعد امواج گرانی-لختی، برمبنای نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی لایت‌هیل-فورد، روش ناکس و همکاران (۲۰۰۸) KMW (Knox، McCann، Williams) نیز محاسبه شد و برای بررسی تلاطم و شدت آن، اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی و آهنگ اتلاف پیچکی EDR (Eddy Dissipation Rate) با استفاده از مقادیر هر دو دامنه محاسبه شدند. نتایج توزیع EDR با استفاده از دامنه بی‌بعد روش تجزیه موج-تاوه نشان داد که در تمام محدوده اطراف جریان جتی تلاطم متوسط وجود دارد و بیشینه این مقادیر، در نواحی پایین هسته و خروجی جریان جتی قرار می‌گیرد که منطبق بر محل فعالیت امواج گرانی-لختی و مطالعات پیشین CAT نیز است. همین‌طور نتایج توزیع EDR با استفاده از دامنه بی‌بعد روش KMW تلاطم‌های شدید را در مناطق کوچکی بر روی هسته جت و در ناحیه ورودی جریان جتی نشان می‌دهد و برخلاف روش تجزیه موج-تاوه در بیشتر مناطق، تلاطمی پیش‌بینی نمی‌شود که این امر می‌تواند به اختلاف دو روش در محاسبه دامنه امواج مربوط باشد.

واژه‌های کلیدی: امواج کژفشار، امواج گرانی-لختی، عدم‌توازن، دامنه امواج گرانی-لختی، تلاطم هوای صاف.

۱. مقدمه

تلاطم هوای صاف (CAT) به‌طور مشخص به تلاطم‌های در چندین کیلومتر بالای سطح زمین در هوایی صاف و بدون ابر و دور از جریان‌های شدید همرفتی اشاره می‌کند که معمولاً به‌اندازه کافی شدید هستند تا در هواپیمای در حال پرواز درون CAT تکان‌های قابل‌توجه را القا کنند (داتن و پانوفسکی، ۱۹۷۰). هر ساله این تکان‌ها و لرزش‌ها می‌تواند منجر به ده‌ها میلیون دلار ادعای خسارت توسط افراد آسیب‌دیده در حین پرواز شود (شارمَن و همکاران، ۲۰۰۶). بیشتر تلاطم‌های معمول در مجاورت جریان جتی در جبهه سطوح زبرین وردسپهر در نواری باریک موازی و پایین جریان جتی رخ می‌دهند (شارمن و لین، ۲۰۱۶). همچنین نشان داده شده است که تناوب رخداد CAT با ارتفاع افزایش پیدا می‌کند و احتمال وقوع آن نزدیک وردایست و در ناحیه کژفشار در پایین هسته جت به بالاترین مقدار خود می‌رسد (الرود و همکاران، ۲۰۰۳). هاپکینز (۱۹۷۷) به دو علت اصلی رخداد CAT، یکی امواج ایستا در قسمت بادپناه رشته‌کوه‌ها (امواج کوهستان) و دیگری ناپایداری کلوین-هلمهولتز اشاره کرد که هر دو در منطقه‌ای دارای چینه‌بندی پایدار و چینش قائم شدید باد رخ می‌دهند. این سازوکارها در ماه‌های سرد زمستان که سرعت باد و شیو افقی دما زیاد است، قوی‌تر هستند. مطالعات اندکی توانسته‌اند به جزئیات ساختار باد و دما درون و اطراف محدوده CAT دست پیدا کنند (برای مثال، داتن، ۱۹۶۹؛ کندی و شاپیرو، ۱۹۸۰). در این مطالعات تقریباً بیشتر رخدادهای CAT در مناطقی با ابعاد قائم کوچک ولی با چینش قائم شدید باد و پایداری آب‌ایستایی قوی گزارش‌شده‌اند. مناطقی با این ویژگی‌ها به نام جبهه درونی و یا محدوده کژفشاری شناخته

*نگارنده رابط: mirzaeim@ut.ac.ir

می‌شوند. این جبهه‌ها معمولاً تنها چند صد متر عمق دارند و هرچه منطقه جبهه‌ای باریک‌تر می‌شود چینش قائم باد و شیو دمای پتانسیلی افزایش پیدا می‌کند. درنتیجه با افزایش چینش باد، عدد ریچاردسون کاهش یافته و با رسیدن به عدد بحرانی ۰/۲۵ و پایین‌تر، تلاطم در آن منطقه تحت تأثیر ناپایداری کلوین-هلمهولتز شروع به شکل‌گیری خواهد کرد (پانوفسکی و داتن، ۱۹۸۴).

امواج گرانی-لختی با بسامدی بین دو بسامد لختی و شناوری به‌وسیله چشمه‌های مختلفی از قبیل کوهساری، همرفت، ناپایداری چینشی و سامانه‌های جبهه-جت تولید می‌شود و با ترابرد قائم و افقی شار تکانه و انرژی به‌طور چشمگیری جو را تحت تاثیر قرار می‌دهند (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۴؛ چوکسی و همکاران، ۲۰۱۸). این امواج می‌توانند از طریق افزایش چینش قائم باد و یا با شکست امواج در ایجاد CAT مؤثر باشند (لستر، ۱۹۹۳). در حالی‌که بالاتر از لایه‌مرزی، پایداری محیط و چینش باد کافی برای تشکیل تلاطم وجود دارد اما امواج گرانی-لختی می‌توانند به‌طور محلی پایداری محیط و چینش باد را تغییردهند و عامل راه‌اندازی تلاطم شوند (مک‌کن و همکاران، ۲۰۱۲). از دیگر چشمه‌های شناخته شده امواج گرانی-لختی می‌توان به تنظیم زمینگرد یا تنظیم راسبی اشاره کرد. وقتی جریان نامتوازن قوی تنظیم زمینگرد را تجربه می‌کند، امواج گرانی-لختی تولید می‌شوند و بدین ترتیب مشخصه‌های عدم‌توازن بزرگ‌مقیاس جوی و CAT را می‌توان به‌یکدیگر مرتبط کرد (مک‌کن و همکاران، ۲۰۱۲). در تولید امواج گرانی حاصل از جبهه و جت، در دو ناحیه یکی در نزدیکی بیشینه سرعت جت و دیگری در مناطقی که جت در مسیر خمیده خود شعاع خمیدگی بیشتری دارد، بیشترین فعالیت امواج گرانی-لختی مشاهده‌شده است (پلوگونون و همکاران، ۲۰۰۳؛ پلوگونون و ژنگ، ۲۰۰۷). گسیل امواج گرانی-لختی از جریان متوازن دیگر سازوکار تولید این امواج است که از آن به‌عنوان تولید خودبه‌خودی یاد می‌شود (برای مثال، ونسته، ۲۰۱۳). این سازوکار از این جهت مورد توجه است که منجر به شناسایی سازوکارهای درونی جریان مؤثر در تولید امواج گرانی-لختی می‌شود (چوکسی و همکاران، ۲۰۱۸). امواج گرانی-لختی که با جبهه و جریان جتی همراه هستند به‌طور بالقوه از گسیل امواج به‌وسیله شارش تاواری ناپایا ناشی می‌شوند که به آن گسیل خودبه‌خودی یا تابش لایت‌هیل گفته می‌شود (فورد و همکاران، ۲۰۰۰؛ پلوگونون و همکاران، ۲۰۰۵). این سازوکار نشان می‌دهد که شارش‌های تاواری، چرخان و چینه‌بندی شده ناپایا عموما گسیل امواج گرانی-لختی را به‌همراه دارند (فورد و همکاران، ۲۰۰۰). درحالی‌که شارش زمینگرد به آرامی با زمان رشد می‌کند، امواج گرانی-لختی به بخش نامتوازن شارش مرتبط بوده و با زمان سریع تغییر می‌کنند (چوکسی و همکاران، ۲۰۱۸). تولید خودبه‌خودی امواج گرانی-لختی از دیدگاه‌های مختلفی از جمله مشاهداتی (برای مثال، پلوگونون و ژنگ، ۲۰۱۴)، آزمایشگاهی (ویلیامز و همکاران، ۲۰۰۸) و شبیه‌سازی‌های عددی (ونسته، ۲۰۱۳؛ پلوگونون و ژنگ، ۲۰۱۴) مطالعه شده است.

ناکس (۱۹۹۷) تحقیقاتی بر فرایندهای تولید CAT و شناسایی آن در مناطق شارش واچرخندی انجام داد و دریافت که شاخص‌های پیش‌بینی CAT ممکن است به‌اشتباه مناطقی که در آنها تلاطم با عوامل دیگری غیر از جبهه‌زایی تولیدشده است را به‌عنوان مناطقی آرام و بدون تلاطم پیش‌بینی کند. او با بررسی مشاهدات، نظریه‌ها و مدل‌سازی نشان داد که تاوایی نسبی واچرخندی شدید نیز می‌تواند از طریق تولید امواج گرانی به وسیله تنظیم توازن زمینگرد و ناپایداری ایستایی، باعث ایجاد CAT شود. فورد و همکاران (۲۰۰۰) با بررسی نظریه لایت‌هیل از دیدگاه دینامیک جو و اقیانوس، تنظیم خودبه‌خودی را به‌عنوان یکی از عوامل تولید امواج گرانی- لختی معرفی‌کردند. پیش‌بینی وقوع CAT از دیدگاه نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی موضوعی است که مورد توجه پژوهشگران علوم جو بوده است. در این راه، مک‌کن (۲۰۰۱) روابط نظری برای پیش‌بینی CAT بر مبنای نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی ارائه کرد. روش مک‌کن (۲۰۰۱)

از دو بخش اصلی شامل یکی عدد ریچاردسون محیطی و مؤلفه‌های آن، پایداری ایستایی قائم و چینش قائم باد و دیگری دامنه بی‌بُعد امواج گرانی تشکیل‌شده است. ویلیامز و همکاران در سال‌های ۲۰۰۵ و ۲۰۰۸ ارتباطی بین تابش لایت‌هیل-فورد (لایت‌هیل، ۱۹۵۲؛ فورد، ۱۹۹۴) و تولید خودبه‌خودی امواج گرانی در تجربیات آزمایشگاهی حلقه چرخان خود یافتند. ناکس و همکاران (۲۰۰۸) (در ادامه KMW نامیده می‌شود) از روابط نظری مک‌کن (۲۰۰۱) برای پیش‌بینی CAT استفاده‌کردند و با الهام از کار ویلیامز و همکاران (۲۰۰۵ و ۲۰۰۸)، دامنه بی‌بُعد امواج گرانی را از مدل نظری تابش لایت‌هیل-فورد محاسبه کرده و آن را در روابط روش مک‌کن (۲۰۰۱) قراردادند که منجر به پیش‌بینی موفق CAT در ارتفاعات پروازی بالای ۲۰۰۰۰ فوت (حدود ۶ کیلومتر) شد. نتایج بررسی KMW از به‌کارگیری نظریه لایت‌هیل-فورد برای پیش‌بینی CAT در بازه زمانی ۳ نوامبر ۲۰۰۵ تا ۲۶ مارس ۲۰۰۶ به نتایج موفق‌تری نسبت به نسخه عملیاتی الگوریتم راهنمای گرافیکی تلاطم GTG (Graphical Turbulence Guidance) که در آن زمان کاراترین روش عملیاتی پیش‌بینی CAT بوده است، منجر شد. در روش KMW، معادلات بودجه انرژی جنبشی تلاطمی TKE (Turbulent Kinetic Energy) مشخص‌می‌کند که چطور تلاطم تشکیل و منتشر می‌شود و سرانجام از بین می‌رود. مک‌کن و همکاران (۲۰۱۲) در ادامه کار KMW، با ارتقاء روش پیش‌بینی CAT بر پایه نظریه لایت‌هیل-فورد، الگوریتم بهبودیافته‌ای تحت عنوان تلاطم تراز زبرین ULTURB (Upper Level TURBulence) را با سه اصلاح بر روش پیشین ارائه کردند و اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی به آهنگ اتلاف پیچکی (EDR) تبدیل شد. EDR در واقع ریشه سوم TKE بوده و به عنوان شاخصی استاندارد برای اندازه‌گیری و گزارش شدت تلاطم در سازمان بین‌المللی هواپیمایی کشوری استفاده می‌شود (کورنمن و همکاران، ۲۰۰۸).

در ایران نیز مطالعاتی روی CAT انجام‌شده است، ازجمله تاج‌بخش و همکاران (۱۳۸۵) به مطالعه موردی CAT در یک دوره ۵ ماهه به کمک برخی شاخص‌های وقوع تلاطم بر روی ایران پرداخته‌اند. آنها نشان‌دادند که وقوع CAT با شدت‌های بیشتر از متوسط، بر روی ایران نادر بوده و اغلب این تلاطم‌ها در لایه ۳۰۰-۲۵۰ هکتوپاسکال و در جریان‌سوی ناوه ژئوپتانسیلی رخ‌داده است. همچنین کلانتری و همکاران (۱۳۹۶) رخداد CAT ناشی از شکل‌گیری امواج کوهستان بر روی رشته‌کوه‌های زاگرس را در دوره ۲۰۱۰ تا ۲۰۱۲ بررسی‌کرده‌اند. نتایج آنها نشان داد که احتمال وقوع CAT ناشی از امواج کوهستان در زمستان بیشتر بوده و تلاطم با شدت متوسط تا شدید در ساعت UTC ۱۲ و در تراز ۶۵۰ هکتوپاسکال معادل ارتفاع قله دنا وجود داشته است. آریامنش و همکاران (۱۳۹۹) با استفاده از شبیه‌سازی مدل WRF به پیش‌بینی تلاطم در دو مسیر پروازی تهران-اهواز و تهران-اردبیل پرداختند و نشان دادند که کمیت‌های عدد ریچاردسون و چینش قائم باد برای مسیر تهران-اردبیل و کمیت‌های عدد ریچاردسون و چینش قائم باد و شاخص داتن برای مسیر پروازی تهران-اهواز با دقت بیشتری CAT با شدت ملایم و متوسط را در اطراف جریان جتی همراه با ناوه و پشته‌های سطوح ۳۰۰ تا ۲۰۰ هکتوپاسکال پیش‌بینی می‌کنند.

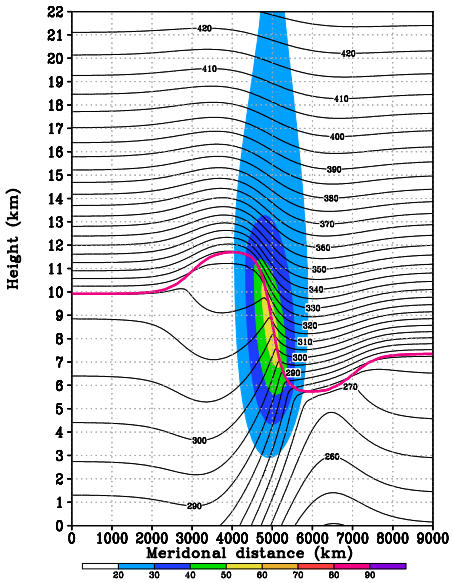
علی‌رغم تلاش‌های KMW و مک‌کن و همکاران (۲۰۱۲) در ارائه روش‌هایی برای پیش‌بینی CAT برمبنای نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی، پیش‌بینی وقوع CAT از دیدگاه نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی همچنان مسئله‌ای حل‌نشده باقی‌مانده است. به‌خصوص این‌که به نظر می‌رسد روش تجزیه شارش به دو بخش متوازن و نامتوازن در کار مک‌کن و همکاران (۲۰۱۲) را بتوان با روش‌های دقیق‌تر ارزیابی کرد. بنابراین لزوم یافتن روشی برای پیش‌بینی وقوع CAT با استفاده از نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی و بر مبنای روش‌های تجزیه موج-تاوه دقیق‌تر احساس می‌شود و می‌تواند کمک شایانی به پیش‌بینی دقیق‌تر CAT توسط امواج گرانی-لختی

ناشی از عدم‌توازن کند. لذا این امر ما را بر آن داشت تا در این پژوهش و در ادامه کار KMW و مک‌کن و همکاران (۲۰۱۲)، به بررسی پدیده CAT به‌کمک نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی با استفاده از روش‌های دقیق تجزیه موج-تاوه برای یافتن جریان نامتوازن بپردازیم. بدین‌ترتیب در ادامه در بخش دوم روش انجام پژوهش و در بخش سوم نتایج مطالعه ارائه شده است. در نهایت بخش چهارم نیز به جمع‌بندی و نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

۲. روش انجام پژوهش

۲-۱. شبیه‌سازی با مدل WRF

در این پژوهش از هسته دینامیکی پیشرفته تحقیقاتی مدل WRF (ARW، Advanced Research WRF) (کاماروک و همکاران، ۲۰۰۸) برای شبیه‌سازی آرمانی امواج کژفشار استفاده شده است. شرایط اولیه در این شبیه‌سازی همانند شرایط اولیه ساخت جت دوبعدی در مطالعه میرزائی و همکاران (۲۰۱۷) است. برای این‌کار، مقدار تاوایی پتانسیلی در وردسپهر 0.4 PVU و در پوشن‌سپهر 4 PVU اختصاص داده می‌شود ($1\,\mathrm{PVU} = 10^{-6}\,\mathrm{K\,kg^{-1}\,m^{2}\,s^{-1}}$) و با وارون‌سازی تاوایی پتانسیلی اولیه، ارتفاع ژئوپتانسیلی اولیه محاسبه می‌شود و سپس مقادیر اولیه میدان‌های سرعت باد و دمای پتانسیلی به‌دست می‌آیند و جت متوازن دوبعدی ساخته می‌شود (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷). شبیه‌سازی در یک کانال با ابعاد $L_x = 4000\,\mathrm{km}$، $L_y = 10000\,\mathrm{km}$ و $L_z = 30\,\mathrm{km}$ بر روی صفحه f انجام شده و شرایط مرزی برای حل معادلات در راستای x، به‌صورت دوره‌ای و در راستای y، متقارن است. همچنین یک لایه جذب‌کننده با میرایی ریلی w با ضریب جذب $0.2\,\mathrm{s}^{-1}$ در ۸ کیلومتر زِبَرین کانال برای جلوگیری از بازتاب قائم امواج گرانی نیز استفاده‌شده است. آغازگری مدل، با تبدیل جت متوازن دوبعدی به سه‌بعدی انجام می‌شود و در نهایت شرایط برای ایجاد ناپایداری کژفشار با رفتار چرخندی LC2 (تورنکرافت و همکاران، ۱۹۹۳) فراهم می‌شود. شکل ۱ برش قائم جت متوازن اولیه را به همراه پربندهای هم‌دمای پتانسیلی و مکان وردایست نمایش می‌دهد. در این شبیه‌سازی، مدل برای ۱۵ روز با تفکیک افقی ۲۵ کیلومتر و تفکیک قائم ۲۵۰ متر اجرا شده است. لازم به ذکر است این شبیه‌سازی به صورت خشک انجام شده است (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷).



شکل ۱. برش قائم سرعت باد افقی (سایه‌روشن رنگی با فاصله پربندی $10\,\mathrm{ms}^{-1}$ برای مقادیر بزرگ‌تر از $30\,\mathrm{ms}^{-1}$)، تاوایی پتانسیلی ارتل ۳PVU (خط توپر صورتی) و دمای پتانسیلی (خطوط نازک مشکی با فاصله ۵ K) (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷).

۲-۲. روش تجزیه موج-تاوه

در این پژوهش برای جداسازی بخش متوازن و نامتوازن جریان از روش تجزیه موج-تاوه، طبق بسط بر مبنای عدد راسبی در پژوهش میرزائی و همکاران (۲۰۱۷) استفاده می‌شود. در این روش، با کاربست بسط بر مبنای عدد راسبی تا مرتبه دوم به کمک معادلات تاوایی و همگرایی و با فرض جو به‌صورت شاره تراکم‌ناپذیر، رابطه‌ای برای سرعت قائم (w) به‌دست‌می‌آید (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷):

$$\begin{aligned}\ell_3 w &= b\Big\langle \{\mathrm{Ro}\}\Big\{f\frac{\partial}{\partial z}\left(\nabla\cdot(\mathbf{V}\zeta)\right)-\frac{1}{\rho_0}\nabla^2\left(\mathbf{V}\cdot\nabla\frac{\partial p}{\partial z}\right)\Big\}\\ &+\{\mathrm{Ro}^2\}\left[f\,\hat{\mathbf{k}}\cdot\nabla\times\frac{\partial}{\partial z}\left(w\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial z}\right)-\frac{1}{\rho_0}\nabla^2\left(w\frac{\partial^2 p'}{\partial z^2}\right)\right]\\ &+\{\mathrm{Ro}^2\}\left\{\frac{\partial}{\partial z}\left[-2J(u,v)_t+\nabla\cdot(\mathbf{V}\delta)_t+\nabla\cdot\left(w\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial z}\right)_t+\frac{\partial^2\delta}{\partial t^2}\right]\right\}\Big\rangle\end{aligned} \quad (۱)$$

که در آن $\ell_3=\nabla^2+\ell_z$ ، $\ell_z=a(\partial^2/\partial z^2+\alpha\partial/\partial z+\beta)$ ، $a=\rho_0 f^2/(d^2\bar{p}/dz^2)$ ، $\alpha=d\ln\rho_0/dz$ ، $\beta=d^2\ln\rho_0/dz^2$ ، $b=a/f^2$ ، $\mathbf{V}=(u,v)$ بردار سرعت باد افقی، ∇ عملگر گرادیان افقی، w مؤلفه قائم سرعت باد، f پارامتر کوریولیس و در اینجا مقداری است ثابت، $\hat{\mathbf{K}}$ بردار یکه در راستای قائم، $\rho_0(z)$ چگالی مرجع، p فشار حاصل جمع میانگین افقی فشار $\bar{p}(z)$ و پریشیدگی آن از مقدار میانگین p' ، ζ تاوایی نسبی، δ واگرایی افقی، J عملگر جاکوبی و $\gamma=f\zeta-\frac{1}{\rho_0}\nabla^2 p$ واگرایی افقی شتاب و پایین‌نویس t مشتق نسبت به زمان است. چون عملگر ℓ_3 در سمت چپ رابطه (۱)، سه‌بعدی است، این معادله به راحتی قابل حل نیست، از این‌رو سمت چپ این رابطه به فضای مدهای قائم برده می‌شود تا این رابطه برای w به صورت دوبعدی و حل‌پذیر درآید. برای اطلاع از جزئیات بیشتر درباره چگونگی حل معادلات در فضای مد قائم می‌توان به میرزائی و همکاران (۲۰۱۷) مراجعه کرد. بدین‌ترتیب بسط سرعت قائم بر حسب عدد راسبی تا مرتبه دوم به‌صورت زیر است:

$$w=w^{(0)}+\{\mathrm{Ro}\}w^{(1)}+\{\mathrm{Ro}^2\}w^{(2)} \quad (۲)$$

در رابطه بالا $w^{(0)}$ ، $w^{(1)}$ و $w^{(2)}$ به‌ترتیب معرف سرعت قائم مرتبه صفرم، یکم و دوم بر مبنای عدد راسبی هستند. همان‌طور که می‌دانیم در توازن زمینگرد سرعت قائم صفر است و از آنجاکه مرتبه صفرم در رابطه (۲) معرف توازن زمینگرد است در نتیجه $w^{(0)}=0$ می‌باشد. همچنین با کمک رابطه (۱)، سرعت‌های قائم مرتبه اول و دوم از روابط زیر محاسبه می‌شوند (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷):

$$\ell_3 w^{(1)}=b\left\{f\frac{\partial}{\partial z}\left(\nabla\cdot\left(\mathbf{V}^{(0)}\xi^{(0)}\right)\right)-\frac{1}{\rho_0}\nabla^2\left(\mathbf{V}^{(0)}\cdot\nabla\frac{\partial p^{(0)}}{\partial z}\right)\right\} \quad (۳)$$

$$\begin{aligned}\ell_3 w^{(2)}=b\Big\langle & f\frac{\partial}{\partial z}\left[\nabla\cdot\left(\mathbf{V}^{(1)}\xi^{(0)}\right)\right]-\frac{1}{\rho_0}\nabla^2\left[\mathbf{V}^{(1)}\cdot\nabla\frac{\partial p^{(0)}}{\partial z}+\mathbf{V}^{(0)}\cdot\nabla\frac{\partial p^{(1)}}{\partial z}\right]\\ &+\frac{\partial}{\partial z}\left\{-2J\left[u^{(0)},v^{(0)}\right]_t\right\}\Big\rangle\end{aligned} \quad (۴)$$

بدین ترتیب سرعت قائم متوازن (w_{b}) از رابطه $w_{\mathrm{b}}=w^{(0)}+w^{(1)}+w^{(2)}$ قابل محاسبه خواهد بود و می‌توان سرعت افقی متوازن ($\mathbf{V}_{\mathrm{b}}$) را نیز با استفاده از رابطه پیوستگی محاسبه کرد. همچنین دمای پتانسیلی متوازن (θ_b) از رابطه $\theta_b=\theta^{(0)}+\theta^{(1)}+\theta^{(2)}$ به‌دست خواهد آمد که در آن دمای پتانسیلی مرتبه صفرم تا دوم به صورت $\theta^{(0)}=T^{(0)}\left(\frac{P^{(00)}}{P^{(0)}}\right)^{\kappa}$ ، $\theta^{(1)}=T^{(1)}\left(\frac{P^{(00)}}{P^{(0)}}\right)^{\kappa}-\kappa\theta^{(0)}\left(\frac{P^{(1)}}{P^{(0)}}\right)$ و $\theta^{(2)}=\theta^{(0)}\left(\kappa\left(\frac{P^{(2)}}{P^{(0)}}\right)+\kappa(\kappa+1)\left(\frac{P^{(1)}}{P^{(0)}}\right)^2/2-\kappa P^{(1)}T^{(1)}/P^{(0)}T^{(0)}+T^{(2)}/T^{(0)}\right)$ محاسبه می‌شود (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷).

۲-۳. روش KMW

شدت تلاطم با هیچ‌کدام از مقادیر شدت امواج گرانی و عدد ریچاردسون قابل توصیف نیست، بلکه کمیت مستقل دیگری به نام اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی (TKE) تنها مقدار کمّی شناخته‌شده برای تعیین شدت تلاطمی بوده که اثر محسوس بر هواپیما دارد (کورنمن و همکاران،

۱۹۹۵؛ مک‌کن، ۱۹۹۹). به‌همین دلیل KMW با استفاده از رویکرد TKE در روش مک‌کن (۲۰۰۱)، کاربست نظریه لایت‌هیل-فورد را به عنوان شاخصی در پیش‌بینی CAT ارائه دادند. فرض بر آن است که امواج گرانی، عدد ریچاردسون محلی را تصحیح کرده و تغییر می‌دهند و در نتیجه می‌توانند باعث تولید CAT در اثر ناپایداری کلوین-هلمهولتز شوند. باید توجه داشت که چون مقدار عدد ریچاردسون محیطی، با انتشار امواج گرانی در تغییر بوده و در نوسان است، تنها بخش‌هایی از امواج می‌توانند متلاطم باشند. در روش KMW، بودجه معادله TKE مشخص می‌کند که چطور تلاطم تشکیل و منتشر شده و از بین می‌رود. درنتیجه از بستار مرتبه اول معادله TKE برای حالت پایا که در خیلی از منابع برای تلاطم ذکرشده (مانند گرت، ۱۹۹۲) استفاده شده است:

$$\varepsilon = k_m \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)^2 - k_h \frac{g}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z} \qquad (۵)$$

که در آن ε اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی TKE، k_m و k_h به‌ترتیب ضرایب پخش پیچکی برای تکانه و گرما، $\mathbf{V}$ بردار سرعت افقی باد، g شتاب گرانی و θ دمای پتانسیلی هستند. همچنین فرض‌شده پیچک‌های تلاطمی اولیه که تولید شده‌اند، حداقل ابعادی به بزرگی تقریباً ۱۰ تا ۱۰۰۰ متر داشته باشند که در زیر محدوده‌ای که هواپیما از آن متأثر می‌شود، قرار بگیرند و انرژی جنبشی تلاطمی به‌طور آبشاری در این محدوده از طریق اتلاف مولکولی دچار اتلاف شود. با استفاده از رابطه پاشش برای مؤلفه موج گرانی که به‌طور قائم منتشر می‌شود (دانکرتون، ۱۹۹۷)، موج گرانی چینش باد محیطی را به‌صورت زیر تغییر می‌دهد:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)_{\mathrm{L}} = \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)_{\mathrm{E}} \left(1 + Ri_{\mathrm{E}}^{1/2}\ \hat{a}\ \sin\varphi\right) \qquad (۶)$$

و پایداری محیطی توسط موج به‌صورت

$$N_{\mathrm{L}}^2 = N_{\mathrm{E}}^2 \left(1 + \hat{a}\cos\varphi\right) \qquad (۷)$$

تصحیح می‌شود. پایین‌نویس‌های L و E به‌ترتیب معرف محلی (تصحیح‌شده) و شرایط محیطی، Ri عدد ریچاردسون که نسبت پایداری ایستایی $N^2 = \frac{g}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z}$ به توان دوم چینش قائم باد $\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)^2$ است، $\hat{a}$ دامنه بی‌بعد موج و φ زاویه فاز امواج گرانی است. مک‌کن (۲۰۰۱) با ترکیب معادلات (۶) و (۷) عدد ریچاردسون تصحیح‌شده محلی تحت شرایط موج گرانی را به‌صورت زیر تعریف کرد:

$$Ri_L = Ri_E \frac{(1 + \hat{a}\cos\varphi)}{(1 + Ri_E^{1/2}\ \hat{a}\ \sin\varphi)^2} \qquad (۸)$$

عدد ریچاردسون محلی در محدوده حضور موج گرانی نوسان می‌کند؛ بنابراین فقط بخش‌هایی از موج تلاطمی است که عدد ریچاردسون محلی به‌اندازه کافی کوچک باشد. با جای‌گذاری معادلات (۶) و (۷) در معادله (۵) و یافتن مقدار بیشینه هرکدام، دو مقدار اتلاف انرژی جنبشی محلی، یکی اتلاف TKE به‌وسیله چینش باد (ε_{wshr}) و دیگری به‌وسیله نیروی شناوری (ε_{buoy})، ارائه می‌شود (KMW):

$$\varepsilon_{\mathrm{buoy}} = k_{\mathrm{h}}\ (\hat{a} - 1)\ N_{\mathrm{E}}^2 \qquad (۹)$$

$$\varepsilon_{\mathrm{wshr}} = k_{\mathrm{m}} \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)_{\mathrm{E}}^2 \left(1 + \hat{a}\sqrt{Ri_{\mathrm{E}}}\right)^2 \qquad (۱۰)$$

که در آن $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ و $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ مقادیر تصحیح شده اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی TKE ناشی از امواج گرانی در نتیجه شناوری و چینش باد هستند. نسبت $k_{\mathrm{m}}/k_{\mathrm{h}}$ عدد پرانتل تلاطمی است و هرچه این نسبت به ۰/۲۵ نزدیک‌تر باشد برای رخداد تلاطم مطلوب‌تر است. چون ضریب پخش پیچکی به طور تجربی مشخص می‌شود، در نتیجه اتلاف TKE مقدار آهنگ اتلاف پیچکی (EDR) واقعی در هواپیما را مشخص می‌کند (کورنمن و همکاران، ۱۹۹۵؛ مک‌کن، ۱۹۹۹؛ پتگرو و همکاران، ۲۰۱۰). دسته‌بندی مقیاس استاندارد EDR برای شدت‌های تلاطم سبک تا شدید در جدول ۱ خلاصه شده است. از آنجا که عدد ریچاردسون کمتر از ۰/۲۵ شرایط را برای تلاطم

فراهم می‌کند، در این حالت ضریب پخش گرمایی پیچکی با نسبت $k_{\mathbf{h}}=4k_{\mathbf{m}}$ برابر است (مک‌کن و همکاران، ۲۰۱۲). مقدار کلیدی در روابط (۹) و (۱۰) دامنه بی‌بعد $\hat{a}$ است که مطابق رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\hat{a}=Na/\left|\mathbf{V}-\mathbf{c}\right| \qquad (۱۱)$$

و در آن N بسامد شناوری، a دامنه واقعی موج، $\mathbf{V}$ بردار سرعت افقی باد و $\mathbf{c}$ سرعت فاز امواج هستند و مخرج کسر در واقع تنظیم دوپلری برمبنای سرعت باد است (دانکرتون، ۱۹۹۷).

جدول۱. دسته‌بندی مقیاس استاندارد EDR برای شدت تلاطم (پتگرو و همکاران، ۲۰۱۰).

شدت تلاطم	EDR ($m^{\frac{2}{3}}s^{-1}$)
سبک	۰/۱۵
متوسط	۰/۳۵
شدید	۰/۵۵

همان‌طور که توضیح داده شد برای محاسبه TKE، سرعت فاز و دامنه امواج مورد نیاز هستند که در بیشتر موارد با روش‌های معمول امکان محاسبه آنها وجود ندارد. به دلیل توافق اندکی که بر روی روش‌های محاسبه سرعت فاز و دامنه امواج وجود دارد، KMW از روش آزمایشگاهی ویلیامز و همکاران (۲۰۰۸) کمک گرفتند. با این فرض که اگر امواج گرانی-لختی در جو شبیه به امواج گرانی-لختی در آزمایشگاه رفتار کنند، در نتیجه دامنه آنها باید با ریشه دوم جملات با مرتبه اول و دوم بزرگی تابش لایت‌هیل-فورد متناسب باشد:

$$\hat{a}^2\ \alpha\ f\,\mathbf{u}\cdot\nabla\zeta+2Df\zeta-f\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}\times\nabla D-2\frac{\partial}{\partial t}J(u,v) \qquad (۱۲)$$

که در آن D واگرایی افقی، f تاوایی سیاره‌ای، $\mathbf{u}$ بردار سرعت افقی باد، ζ تاوایی نسبی و $\frac{\partial}{\partial t}J(u,v)$ مشتق زمانی جاکوبی است. KMW برای حل رابطه تناسب (۱۲) و به‌دست آوردن دامنه موج، از مقادیر میانگین کمیت‌ها برای موج استفاده کرده است و ضریب تناسب رابطه فوق را نیز از طریق تطبیق موارد شدید CAT، که در ماه سپتامبر سال ۲۰۰۵ گزارش شده با الگوهای اتلاف TKE که بهترین تطابق را داشته‌اند به‌صورت تجربی مشخص کرده است.

۲-۴. تعیین دامنه امواج

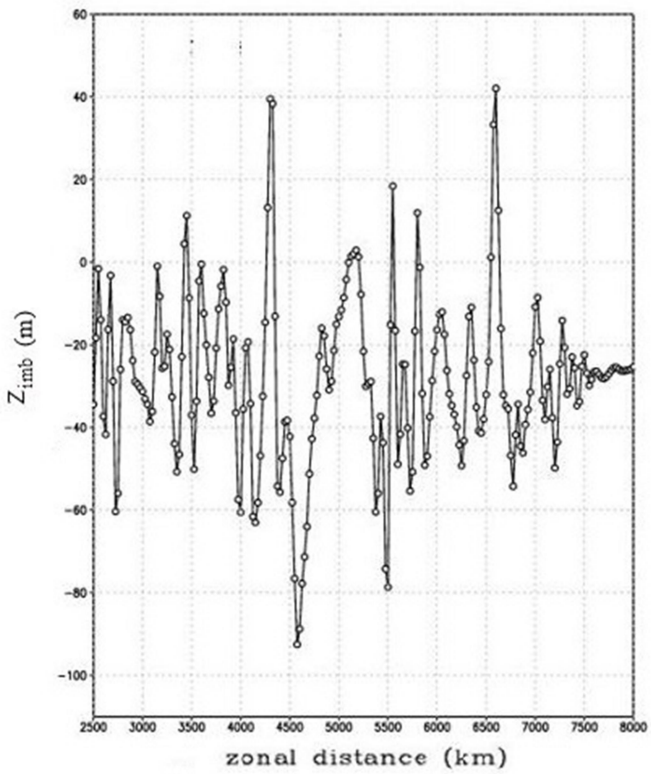
مطابق رابطه (۱۱) و با توجه به ابعاد متغیرهای رابطه، مشخص است برای تعیین دامنه موج باید از کمیتی از جنس طول استفاده کرد تا پس از برآورد دامنه، بتوان با جای‌گذاری آن در رابطه (۱۱) دامنه بی‌بعد امواج را به‌دست‌آورد. در این پژوهش میزان انحرافی که پربندهای هم‌دمای پتانسیلی در حالت نامتوازن از حالت متوازن پیدا می‌کنند به عنوان مشخصه قابل قبولی برای تعیین دامنه موج درنظر گرفته شد. از این‌رو با استفاده از برنامه تجزیه موج-تاوه مقادیر دمای پتانسیلی متوازن θ_b در روز هشتم شبیه‌سازی که بیشینه فعالیت موج کژفشار همراه با تولید امواج گرانی-لختی بود، در تمام نقاط شبکه تا مرتبه دوم $\theta_b=\theta^{(0)}+\theta^{(1)}+\theta^{(2)}$ محاسبه شد. با کم‌کردن θ_b از مقادیر واقعی دمای پتانسیلی θ_a، دمای پتانسیلی نامتوازن θ_{imb} تعیین شد:

$$\theta_{imb}=\theta_a-\theta_b \qquad (۱۳)$$

پس از محاسبه مقادیر دمای پتانسیلی متوازن و نامتوازن، از روش متوسط‌گیری مکانی لغزان به منظور جداسازی بخش بزرگ‌مقیاس دمای پتانسیلی نامتوازن استفاده شد. این مقدار میانگین، بخش بزرگ‌مقیاس دمای پتانسیلی نامتوازن $\theta_{imb,l}$ و اختلاف مقدار میانگین به‌دست‌آمده از مقدار دمای پتانسیلی نامتوازن، بخش کوچک‌مقیاس دمای پتانسیلی نامتوازن $\theta_{imb,s}$ نامیده شد. به‌این ترتیب دمای پتانسیلی نامتوازن به دو بخش دمای پتانسیلی نامتوازن بزرگ‌مقیاس $\theta_{imb,l}$ و کوچک‌مقیاس $\theta_{imb,s}$ تقسیم‌بندی شد. در واقع $\theta_{imb,l}$ معرف بخشی از میدان دمای پتانسیلی متوازن است که با روش به‌کار رفته برای تجزیه موج-تاوه

آشکارسازی نشده است و براین مبنا دمای پتانسیلی متوازن کل θ_{bt} برابر با مجموع دمای پتانسیلی متوازن θ_b و دمای پتانسیلی نامتوازن بزرگ‌مقیاس $\theta_{imb,l}$ در نظر گرفته شد، یعنی $\theta_{bt} = \theta_b + \theta_{imb,l}$.

برای دستیابی به ارتفاع سطوح هم‌دمای پتانسیلی در حالت واقعی، حالت متوازن کل و اختلاف ارتفاع این دو حالت (به معنی انحراف ارتفاع از حالت متوازن و تخمینی از دامنه موج)، محور مختصات قائم از z به θ تغییر داده شد تا با درون‌یابی خطی مقادیر مورد نیاز، روی سطوح θ، برآورد مناسب‌تری از ارتفاع سطوح هم‌دمای پتانسیلی به‌دست آورد. به همین منظور فقط سطح θ برابر با ۳۳۰ کلوین که شاخص مناسبی از مکان وردایست است به عنوان مرجع انتخاب‌شد و مقادیر تمام کمیت‌های مورد نیاز روی این سطح درون‌یابی شدند. در محور مختصات جدید در تمام نقاط شبکه، کمیت z به عنوان شاخصی از ارتفاع برای سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰K تعیین شد. در مرحله بعد ارتفاع واقعی z_a متناظر با ارتفاع سطح هم‌دمای پتانسیلی واقعی θ، ارتفاع حالت متوازن z_b متناظر با ارتفاع سطح هم‌دمای پتانسیلی متوازن کل θ_{bt} و در نهایت از اختلاف این دو مقدار $z_{imb} = z_a - z_b$ ارتفاع نامتوازن z_{imb} تعیین و محاسبه شد. میانگین ارتفاع سطوح هم‌دمای پتانسیلی واقعی تراز ۳۳۰K (z_a) برابر با ۱۰/۷۹ کیلومتر محاسبه شد که با ارتفاع وردایست همخوانی خوبی دارد و برای میانگین ارتفاع سطوح هم‌دمای پتانسیلی نامتوازن ۳۳۰K (z_{imb}) نیز مقدار ۰/۱۵ کیلومتر به‌دست آمد. به عنوان مثال، شکل ۲ سیگنال حاصل از z_{imb} در روز هشتم در سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰K، در محدوده فعالیت بسته‌موج‌ها در راستای نصف‌النهاری و مکان ۱۰۰۰ کیلومتر در راستای مداری را نشان می‌دهد. مقادیر ارتفاع سطح هم‌دمای پتانسیلی کوچک‌مقیاس نامتوازن $z_{imb,s}$ به عنوان ورودی زیربرنامه روش تحلیل هماهنگ واگرایی، برای تعیین دامنه موج و دیگر ویژگی‌های موج استفاده شده است.



شکل۲. سیگنال حاصل از Z_{imb} (با یکای m) در روز هشتم در سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰K حاصل از اختلاف z_a-z_b و در طول مداری ۱۰۰۰ کیلومتر و محدوده ۲۵۰۰ تا ۸۰۰۰ کیلومتر در راستای نصف‌النهاری.

۲-۵. روش تحلیل هماهنگ واگرایی HDA

این روش برای اولین‌بار توسط زولیک و پیترز (۲۰۰۶) برای تخمین مشخصه‌های امواج گرانی-لختی معرفی شد و در مطالعه زولیک و پیترز (۲۰۰۸) و همین‌طور در مطالعه میرزائی و همکاران (۲۰۱۴) مورد استفاده قرار گرفت (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷). کاربرد این روش برای تعیین ویژگی‌های امواج بوده و روش استفاده از آن به این صورت است که ابتدا کل حوزه، در هر سه راستای x، y و z به محدوده‌های متمایزی که با هم همپوشانی نداشته ولی کل حوزه را پوشش‌دهند بخش‌بندی می‌شوند. سپس، طول موج‌های غالب λ_x، λ_y و λ_z و واریانس‌های s_x^2، s_y^2 و s_z^2، به‌ترتیب در راستای x، y و z با تحلیل تابع تجربی اتوکوواریانسِ (خود هم‌وردایی) میدان واگرایی، در هر محدوده محاسبه می‌شوند. در تحلیل هماهنگ واگرایی از واریانس کل میدان واگرایی $s^2=(s_x^2+s_y^2+s_z^2)$ برای برآورد دامنه امواج گرانی-لختی استفاده می‌شود (میرزائی و همکاران، ۲۰۱۷).

۳. نتایج

۳-۱. چرخه زندگی موج کژفشار

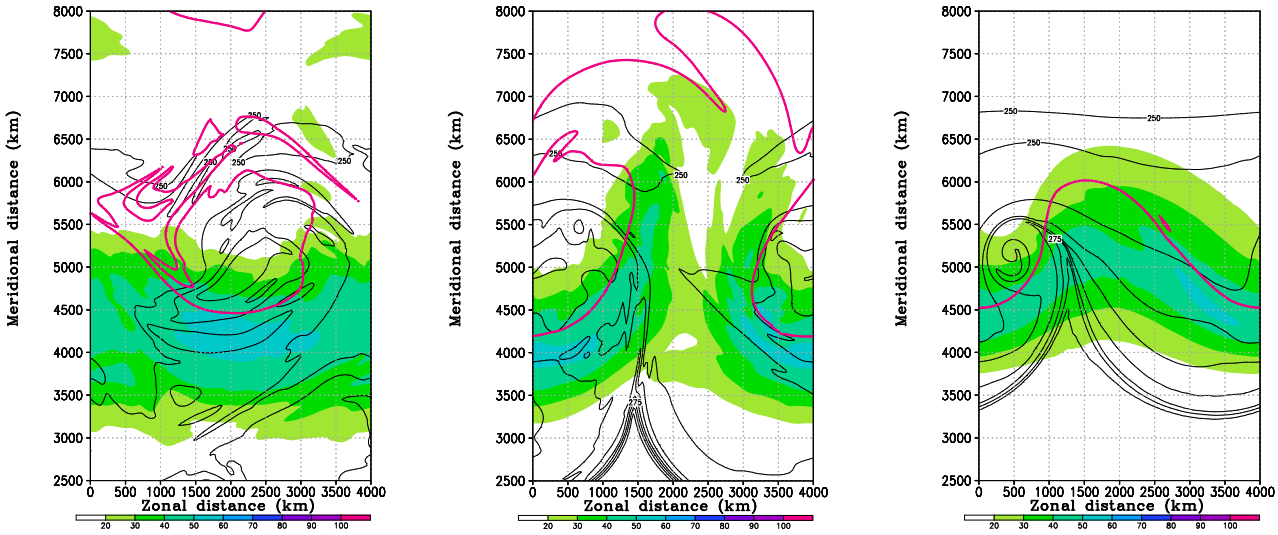
شبیه‌سازی آرمانی چرخه عمر موج کژفشار یکی از روش‌های بررسی امواج گرانی-لختی است که به صورت خودبه‌خودی در ناحیه خروجی جریان جتی تولید و منتشر می‌شوند (اسالیوان و دانکرتون، ۱۹۹۵). برای مطالعه تحول زمانی موج کژفشار لازم است سطوح زیرین و زبرین ورسپهر مورد بررسی قرارگیرند. به همین منظور، در شکل ۳ پربندهای دمای پتانسیلی در سطح ۲۵۰ متر بالاتر از سطح زمین برای بررسی شیو افقی دما و جبهه سطح زمین رسم شده‌اند. همین‌طور برای بررسی سطوح زبرین وردسپهر نیز، بزرگی سرعت افقی باد در ارتفاع ۱۱ کیلومتر و تاوایی پتانسیلی ارتل PVU ۳ به عنوان شاخصی از مکان وردایست دینامیکی، برای روزهای پنجم، هشتم و دوازدهم نمایش داده شده است. در روزهای نخست شبیه‌سازی، پربندهای هم‌دمای پتانسیلی و میدان سرعت باد افقی به صورت کاملاً مداری بوده و با گذشت زمان در روز پنجم (شکل ۳-الف) شیو افقی شدید دما در سطح زیرین، تشکیل جبهه سطح زیرین و رشد چرخندی موج کژفشار و شروع واژگونی آن به سمت راستای نصف‌النهاری دیده می‌شود. به‌دلیل شیو افقی شدید دما، طبق رابطه باد گرمایی، جریان جتی در تراز زبرین وردسپهر شکل گرفته و همین‌طور توزیع تاوایی پتانسیلی و جریان جتی نیز از حالت مداری خارج‌شده و به سمت راستای نصف‌النهاری کج شده‌اند. در این شکل، رشد موج کژفشار در تراز زبرین به‌خوبی دیده می‌شود. در روز هشتم (شکل ۳-ب)، موج کژفشار در تراز زبرین کاملا رشد کرده و به بیشینه فعالیت خود رسیده است. در تراز زیرین نیز شیو افقی شدید دما، واژگونی موج کژفشار و همین‌طور تشکیل جبهه هم‌رسیده مشخص است. شکست چرخندی موج متناظر با مشخصات و تحول چرخه زندگی موسوم به LC۲ بنابر تقسیم‌بندی تورنکرافت و همکاران (۱۹۹۳) در این روز دیده می‌شود.

روز هشتم مرحله اوج رشد و تقویت موج کژفشار است. در روز دوازدهم (شکل ۳-ج) با ضعیف‌شدن شیو افقی دما در سطح زیرین و همین‌طور عدم‌فعالیت جبهه، از فعالیت موج کاسته شده و موج وارد مرحله میرایی می‌شود. در این روز، میراشدن موج کژفشار را در ترازهای زیرین و زبرین وردسپهر به دلیل از بین رفتن سامانه چرخندی و جبهه تراز زیرین به‌خوبی می‌توان دید. با گذشت زمان میدان‌های باد، تاوایی پتانسیلی و دمای پتانسیلی به حالت توزیع مداری بازمی‌گردند (شکل آورده نشده است). در واقع می‌توان این تحول را به این صورت بیان کرد که در طول زمان، جریان در اثر ناپایداری‌های ایجادشده از حالت متوازن اولیه خارج شده و نامتوازن می‌شود و پس از آن حالت متوازن جدیدی در جریان برقرار می‌شود و به‌طور کلی چرخه طول عمر موج کژفشار شامل سه مرحله رشد، واژگونی و میرایی است.

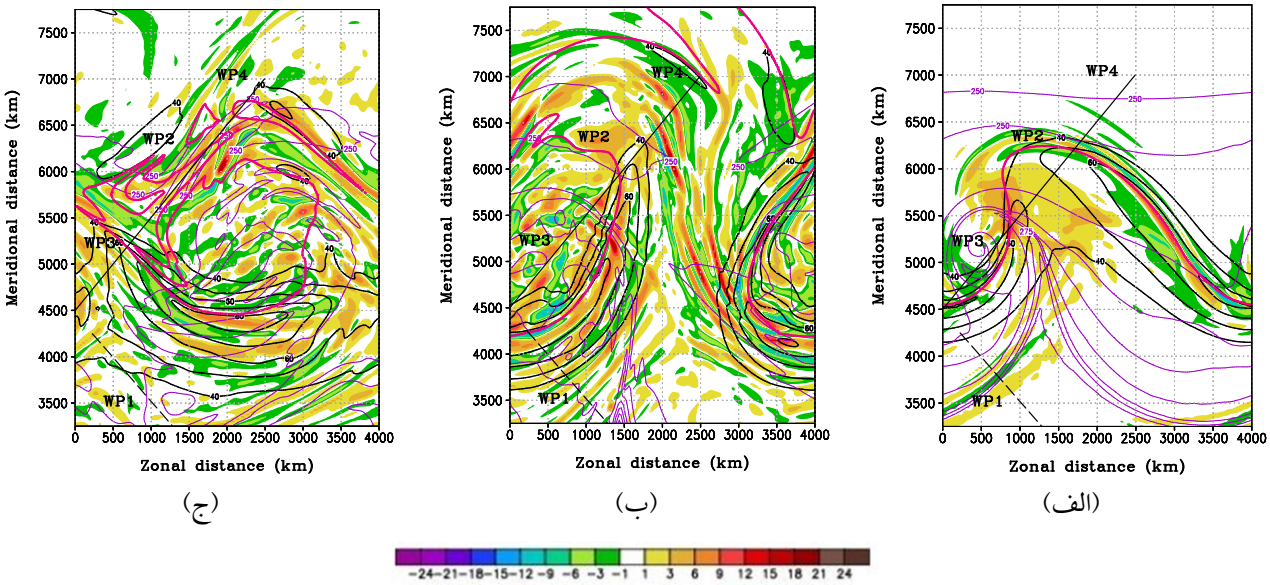
۳-۲. ساختار امواج گرانی-لختی

یکی از روش‌های پُرکاربرد در آشکارسازی و مطالعه امواج گرانی-لختی بررسی میدان واگرایی افقی سرعت باد است. از آنجا که امواج گرانی-لختی نوساناتی در شاره هستند که به‌وسیله بخش آزمینگرد جریان توسط نیروی کوریولیس و شناوری واداشت می‌شوند، میدان واگرایی سرعت غیرصفر است و سرعت قائم می‌تواند نشانه‌ای از حضور امواج گرانی-لختی در جریان باشد. در یک شاره مشاهده همگرایی و واگرایی در کنار هم، به عنوان نشانه‌ای از فعالیت امواج گرانی-لختی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این پژوهش بررسی الگوهای واگرایی افقی سرعت با گذشت زمان، نشان‌دهنده از بین رفتن توازن اولیه و شروع انتشار امواج گرانی-لختی و تقویت آنها در سیر تحول موج کژفشار است.

برای بررسی تحول امواج گرانی-لختی، در شکل ۴ میدان واگرایی سرعت باد افقی، بزرگی سرعت باد افقی، تاوایی پتانسیلی ارتل PVU ۳ در ارتفاع ۸ کیلومتر به همراه پربندهای دمای پتانسیلی روی سطح ۲۵۰ متر، برای روزهای پنجم، هشتم و دوازدهم چرخه زندگی موج کژفشار رسم شده‌اند. در این شکل‌ها WP1 تا WP4 بیانگر چهار بسته‌موج شناسایی شده در حین تحول موج کژفشار هستند که در مطالعه میرزائی و همکاران (۲۰۱۴) نیز شناسایی شده‌اند. مطابق شکل ۴-الف، میدان واگرایی سرعت باد افقی در روز پنجم، نشان‌دهنده شکست توازن در این روز بوده و در اطراف جریان جتی متمرکز شده است. در شکل ۴-ب، میدان واگرایی در روز هشتم در راستای جنوب‌غرب به شمال‌شرق گسترده شده است که نسبت به روز پنجم تقویت شده و الگوی غالب آن در راستای نصف‌النهاری قرار گرفته است. فشردگی و کشیدگی الگوهای متناوب همگرایی-واگرایی در این روز نشان از افزایش فعالیت امواج گرانی-لختی دارد. مطابق شکل ۴-ج، در شروع میرایی موج کژفشار در روز دوازدهم، تراکم و توالی الگوهای همگرایی-واگرایی نسبت به روز هشتم در منطقه‌ای در قطب‌سوی هسته جریان جتی به حالت دورانی متمرکز شده‌اند و در شمال‌شرق و شمال‌غرب کانال گسترش کمی دارند. در این روز توزیع میدان واگرایی سرعت باد افقی با الگوی مداری نسبت به الگوی نصف‌النهاری غالب است. البته این الگو با بی‌نظمی‌هایی نیز همراه است. خط‌چین و خط ممتد مشکی در شکل‌های ۴-الف، ۴-ب و ۴-ج به‌ترتیب بیانگر مکان برش قائم برای بررسی بهتر بسته‌موج‌های WP1 و WP2-WP4 هستند.



شکل۳. بزرگی سرعت باد افقی (سایه‌روشن رنگی با یکای ms^{-1}) در ارتفاع ۱۱ کیلومتر، پربندهای دمای پتانسیلی (خطوط نازک مشکی با فاصله ۵K) در ارتفاع ۲۵۰ متر و پربند تاوایی پتانسیلی ارتل PVU ۳ در ارتفاع ۸ کیلومتر در روزهای (الف) پنجم، (ب) هشتم و (ج) دوازدهم شبیه‌سازی.

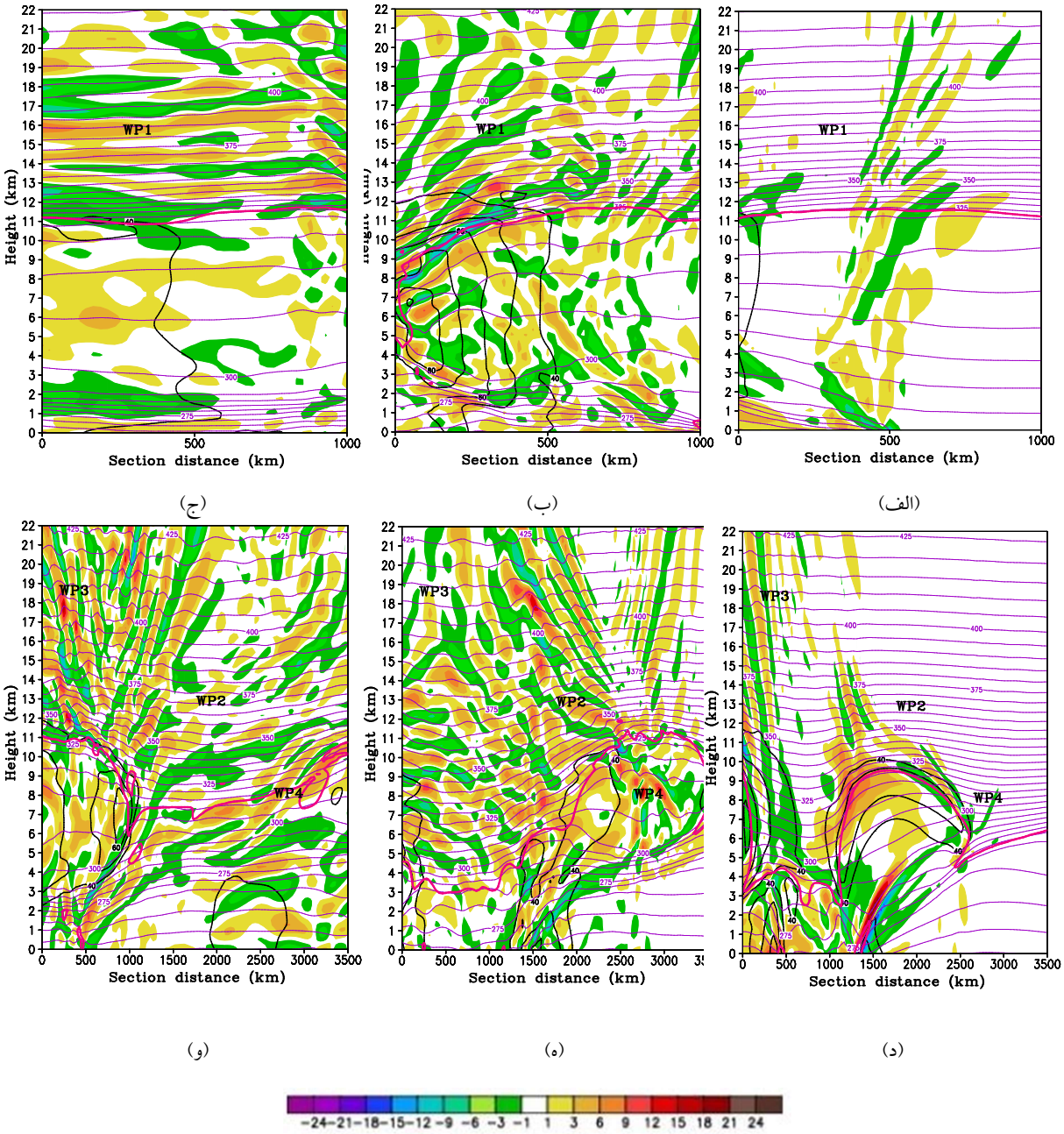


شکل ٤. میدان واگرایی افقی جریان (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-5}s^{-1}$؛ رنگ‌های گرم و سرد به‌ترتیب معرف حرکات قائم مثبت و منفی هستند) و بزرگی سرعت باد افقی (پربندهای توپر مشکی با فاصله ms^{-1} ۱۰ برای مقادیر بزرگ‌تر از ms^{-1} ۳۰) در ارتفاع ۸ کیلومتر، پربندهای دمای پتانسیلی (خطوط نازک صورتی با فاصله K ۵) در ارتفاع ۲۵۰ متر و پربند تاوایی پتانسیلی ارتل PVU ۳ در ارتفاع ۸ کیلومتر (خط توپر صورتی) و موقعیت بسته‌موج‌های WP1-WP4 در روزهای (الف) پنجم، (ب) هشتم و (ج) دوازدهم شبیه‌سازی.

مطابق با مطالعه میرزائی و همکاران (۲۰۱۴) فعالیت بسته‌موج‌های WP1 و WP2 در روز پنجم و آغاز رشد موج کژفشار با فعالیت جبهه سطوح زبرین سریع‌تر از بسته‌موج‌های WP3 و WP4 آغاز می‌شود. همان‌طور که در شکل ۴-الف نیز مشخص است، الگوهای مثبت و منفی میدان واگرایی سرعت افقی در امتداد ناوه و بر روی پشته پربند تاوایی پتانسیلی PVU ۳ توزیع شده‌اند و فعالیت بسته‌موج‌های WP1 و WP2 نیز در همین نواحی شناسایی شده است. فعالیت بسته موج‌های WP3 و WP4 از روز هشتم تحول موج کژفشار هم‌زمان با افزایش فعالیت جبهه سطوح زیرین نمایان‌تر است. چشمه بسته‌موج اول (WP1) جبهه سطوح زبرین بوده و محل فعالیت آن در استواسوی جریان جتی مشاهده می‌شود. بسته‌موج دوم (WP2) در خروجی جریان جتی امتداد دارد و به‌وسیله جریان‌های صعودی در ناحیه خروجی جریان جتی تولید می‌شود. بسته‌موج‌های سوم (WP3) و چهارم (WP4) موازی جبهه سطوح زیرین امتداد می‌یابند و چشمه آنها می‌تواند جبهه سطوح زیرین باشد.

بخش‌های (الف)، (ب) و (ج) شکل ۵، سطح مقطع قائم متناظر با خط‌چین مشکی در شکل ۴ برای بررسی بسته‌موج WP1 به‌ترتیب در روزهای پنجم، هشتم و دوازدهم رسم شده‌اند. در روز پنجم (شکل ۵-الف)، حالت موجی‌شکل خطوط هم‌دمای پتانسیلی که از ارتفاع ۵ تا ۲۲ کیلومتر دیده می‌شود بیانگر انتشار بسته‌موج WP1 از وردسپهر به پوشن‌سپهر می‌باشد؛ البته پریشیدگی‌ها در این روز در پربندهای هم‌دمای پتانسیلی ضعیف بوده و دقیقاً با مکانی که الگوهای همگرایی-واگرایی به صورت قائم به سمت پوشن‌سپهر گسترش یافته‌اند مطابقت دارد. در روز هشتم و روز بیشینه فعالیت موج کژفشار (شکل ۵-ب)، افزایش فعالیت و سرعت هسته جریان جتی مشاهده می‌شود و پریشیدگی‌های خطوط هم‌دمای پتانسیلی مانند روز پنجم فقط به یک منطقه خاص منحصر نبوده و به سمت شمال‌غرب شکل امتداد یافته است. همین‌طور پریشیدگی‌های ایجاد شده روی پربندهای هم‌دمای پتانسیلی نسبت به روز پنجم با وضوح بیشتری دیده می‌شود و شیب این خطوط نیز اندکی تغییر کرده و موازی

با راستای پربند تاوایی پتانسیلی PVU ۳ شده است. همچنین الگوهای میدان واگرایی سرعت افقی نیز در وردسپهر و پوشن‌سپهر گسترش‌یافته‌اند و نشان‌دهنده افزایش فعالیت و انتشار موج به سمت وردسپهر زبرین و پوشن‌سپهر زیرین است. در مرحله میرایی موج کژفشار در روز دوازدهم (شکل ۵-ج)، الگوهای میدان واگرایی افقی سرعت، بیانگر افزایش فعالیت بسته‌موج WP1 در پوشن‌سپهر و کاهش انتشار و فعالیت موج در وردسپهر نسبت به روز هشتم است. از پریشیدگی‌های خطوط هم‌دمای پتانسیلی به ویژه در وردسپهر کاسته شده است.



شکل۵. مانند شکل ٤، برش قائم متناظر با خط توپر مشکی در شکل ٤ برای روزهای (الف) پنجم، (ب) هشتم و (ج) دوازدهم و برش قائم متناظر با خطچین مشکی در شکل ٤ برای روزهای (د) پنجم، (ه) هشتم و (و) دوازدهم شبیه‌سازی ترسیم شده است.

بخش‌های (د)، (ه) و (و) شکل ۵، سطح مقطع قائم متناظر با خط ممتد مشکی در شکل ۴ برای بررسی بسته‌موج‌های WP2-WP4 به‌ترتیب در روزهای پنجم، هشتم و دوازدهم را نمایش می‌دهد. در روز پنجم (شکل ۵-د)، طبق الگوهای میدان واگرایی سرعت افقی و پریشیدگی‌های ایجاد شده بر روی پربندهای هم‌دمای پتانسیلی، انتشار هر سه بسته‌موج WP2-WP4 به سمت پوشن‌سپهر دیده می‌شود. مطابق شکل ۵-د، به نظر می‌رسد که فعالیت بسته‌موج چهارم WP4، از دو بسته‌موج WP2 و WP4 کمتر و جهت انتشار بسته‌موج WP2 از جنوب‌شرق به سمت شمال‌غرب باشد. در روز هشتم (شکل ۵-ه)، روز بیشینه فعالیت موج کژفشار، که فعالیت هر سه بسته‌موج تقویت‌شده و انتشار امواج به سمت پوشن‌سپهر همچنان دیده می‌شود، جهت انتشار بسته‌موج دوم WP2 مانند روز پنجم در راستای جنوب‌شرق به سمت شمال‌غرب امتداد دارد. در روز دوازدهم (شکل ۵-و)، فعالیت بسته‌موج سوم تقویت‌شده ولی از شدت فعالیت بسته‌موج‌های دوم و چهارم کاسته شده است، درحالی‌که انتشار به سمت پوشن‌سپهر همچنان وجود دارد ولی ساختار و جهت انتشار امواج بی‌نظم‌تر شده است. به‌طور کلی، در این پژوهش نیز همانند مطالعه میرزائی و همکاران (۲۰۱۷)، بسته‌موج‌های WP1 و WP2 با بسته‌موج‌های WP4 و WP5 که قبلاً در مطالعه وی و ژنگ (۲۰۱۴) و وی و همکاران (۲۰۱۶) شناسایی شده‌اند، قابل‌مقایسه هستند. بسته‌موج دوم WP2 به‌دلیل محل قرارگیری در ناحیه خروجی جریان جتی و چشمه تولیدکننده آن، مطابقت بیشتری با مکان و علت وقوع CAT نشان می‌دهد.

۳-۳. بررسی عدد ریچاردسون

عدد ریچاردسون کمیت بدون بعدی است که از نسبت شناوری یا همان پایداری ایستایی به عنوان عامل سرکوب‌کننده تلاطم به چینش‌قائم سرعت افقی باد به عنوان عامل ایجاد تلاطم به‌دست می‌آید و به عنوان یکی از نشانگرهای تلاطم بررسی می‌شود. هرچه مقدار عدد ریچاردسون کمتر باشد نشان‌دهنده چینش قائم شدید سرعت باد افقی و یا چینه‌بندی فوق‌العاده ضعیف گرمایی در شاره است. هنگامی‌که عدد ریچاردسون مثبت و کوچک‌تر از مقدار ۰/۲۵ ($0.0 < Ri < 0.25$) باشد بدان معناست که شرایط برای ایجاد ناپایداری کلوین-هلمهولتز و ایجاد تلاطم فراهم است (مایلز و هاوارد، ۱۹۶۴).

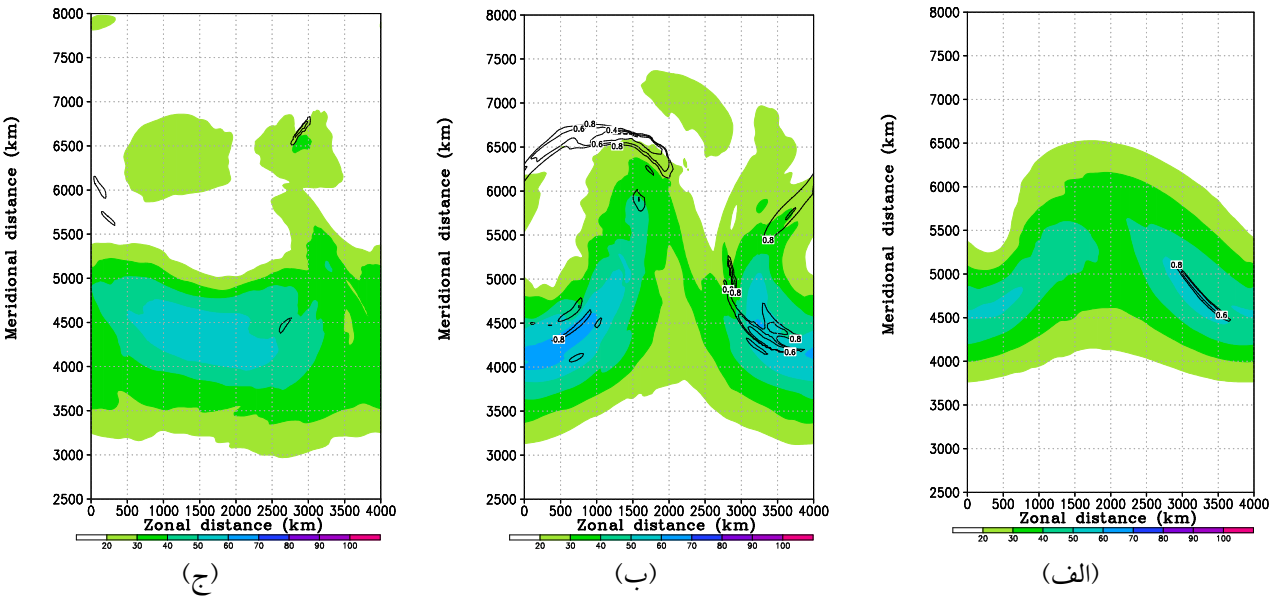
در بخش‌های (الف)، (ب) و (ج) شکل ۶، بزرگی سرعت باد افقی و عدد ریچاردسون با مقادیر کوچک‌تر از ۱ به‌ترتیب در روزهای پنجم، هشتم و دوازدهم شبیه‌سازی بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی K ۳۳۰، نمایش داده شده‌اند. در هر سه شکل مقادیر عدد ریچاردسون کوچک‌تر از ۱ نمایش داده شده‌اند. در شکل ۶-الف، در روز پنجم گستردگی نواحی با اعداد ریچاردسون ۰/۸ و ۰/۶ فقط در مجاورت هسته و در قسمت ورودی جریان جتی قرارگرفته است. در روز هشتم (شکل ۶-ب)، با افزایش فعالیت موج کژفشار و تقویت جریان جتی و با افزایش چینش قائم باد، همان‌طور که انتظار می‌رفت در مناطق وسیع‌تری در اطراف هسته جت و خروجی جریان جتی پربندهای عدد ریچاردسون با مقادیر کوچک‌تر از یک توزیع شده‌اند و در منطقه خروجی جریان‌جتی در سطح کوچک‌تری پربند عدد ریچاردسون ۰/۲ دیده می‌شود. بنابراین در روز هشتم که اوج تقویت و انتشار امواج گرانی-لختی است، مقادیر نزدیک به مقدار بحرانی ۰/۲۵ برای عدد ریچاردسون مشاهده می‌شود. در روز هشتم وسعت و تراکم مناطقی با عدد ریچاردسون کوچک‌تر از ۱ نسبت به روزهای پنجم و دوازدهم بیشتر است. در روز دوازدهم و مطابق شکل ۶-ج، عدد ریچاردسون با مقدار ۰/۸ در مناطق بسیار محدودی دیده می‌شود و کمتر از این مقدار نیز وجود ندارد. علت این امر می‌تواند توزیع مداری، کاهش فعالیت جریان جتی و انتشار بیشتر امواج گرانی-لختی در پوشن‌سپهر در این روز باشد.

۳-۴. اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی و EDR

اگرچه پیچک‌های تلاطمی در دسته‌بندی خردمقیاس پدیده‌های هواشناسی قرار می‌گیرند و به نظر می‌رسد از نظر ابعاد کوچک‌تر از حد لازم برای اختلال در پرواز هواپیماها باشند، اما در عین‌حال می‌توانند به اندازه‌ای پرانرژی و متناوب باشند که برای پرواز هواپیماها مشکل ایجاد کنند. از گذشته تا کنون بزرگی تلاطم در هواشناسی هوانوردی با عبارات سبک، متوسط، شدید و خیلی شدید تعریف و شناخته می‌شوند، این دسته‌بندی بر طبق دستورالعمل‌های بین‌المللی هوانوردی تعریف‌شده است. اما کمیتی فیزیکی و قابل‌اندازه‌گیری برای تعیین شدت تلاطم در هواشناسی هوانوردی را سازمان بین‌المللی هواپیمایی غیرنظامی ICAO با عنوان EDR در سال ۲۰۱۳ معرفی کرده است (شارمن و لین، ۲۰۱۶).

EDR ریشه سوم اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی است (مک‌کن و همکاران، ۲۰۱۲). از این‌رو در این بخش از اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی ε و EDR به منزله کمیتی برای تعیین شدت تلاطم استفاده شده است. به‌همین منظور طبق روابط (۹) و (۱۰)، مقادیر اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی توسط چینش باد (ε_{wshr})، اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی توسط شناوری (ε_{buoy}) و اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی ε ($\varepsilon=\varepsilon_{wshr}-\varepsilon_{buoy}$) با استفاده از کمیت‌های خروجی مدل محاسبه شدند.

در شکل ۷-الف، مقادیر ε_{wshr} و دامنه بی‌بعد حاصل از روش تجزیه موج-تاوه برای روز هشتم تحول موج کژفشار، بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰ کلوین نشان داده شده است. بیشینه مقادیر ε_{wshr} در سمت خروجی جریان جتی مشاهده می‌شود که به‌این معنی است که اگر تلاطمی در این منطقه تشکیل شده باشد علت اصلی آن چینش قائم باد است. این منطقه از خروجی جریان جتی، محل فعالیت بسته‌موج WP2 نیز است. در شکل ۷-ب، ε_{wshr} همراه با ε_{buoy}، در روز هشتم بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰ کلوین رسم شده‌اند. همان‌طور که مشخص است مقادیر ε_{buoy} منفی بوده و از آنجا که مقدار مربع بسامد شناوری در این روز در تمام مکان‌ها مثبت است (شکل آورده نشده است) و جو در حالت پایداری ایستایی قرار دارد، طبق رابطه (۹)، منفی شدن مقدار ε_{buoy} به دلیل کوچک‌تر از یک بودن مقدار دامنه بی‌بعد به‌دست‌آمده از روش تحلیل هماهنگ واگرایی است.



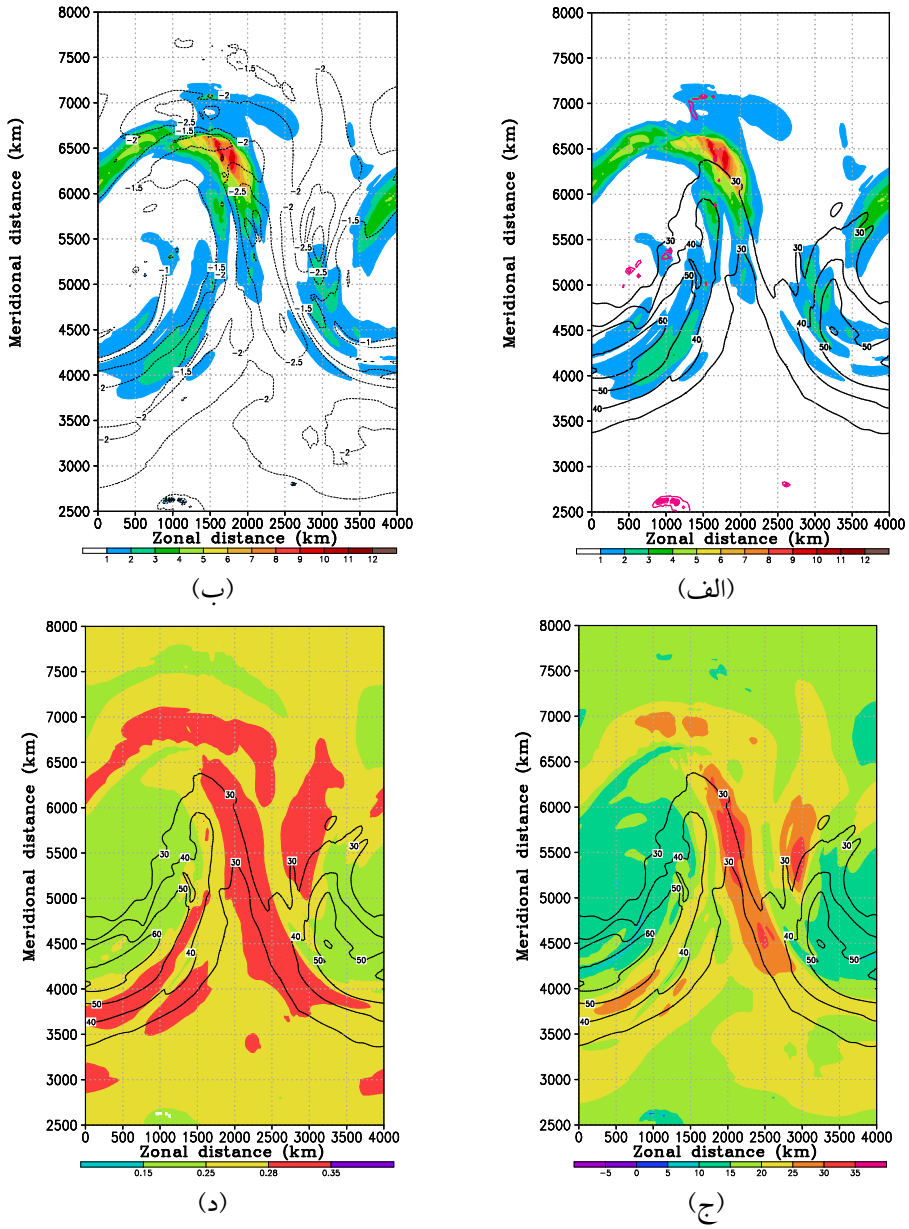
شکل۶. بزرگی سرعت باد افقی (سایه‌روشن رنگی با فاصله ms^{-1} ۱۰ برای مقادیر بزرگ‌تر از ms^{-1} ۲۰) و عدد ریچاردسون با مقادیر کوچک‌تر از یک (پربندهای توپر مشکی با فاصله ۰/۲) بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰ کلوین برای روزهای (الف) پنجم، (ب) هشتم و (ج) دوازدهم شبیه‌سازی.

شکل ۷–ج، مقادیر ε در روز هشتم و بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰ کلوین را نمایش می‌دهد. در این شکل نیز بیشینه مقادیر ε بر روی مناطقی در ورودی و خروجی جریان جتی مشاهده می‌شوند، به‌این معنی که بیشترین تبدیل انرژی جنبشی تلاطم توسط پیچک‌های کوچک تلاطمی از طریق گران‌روی به گرما، در این مناطق اتفاق می‌افتد. مقادیر EDR یا همان ریشه سوم مقدار ε، برای مشخص کردن شدت تلاطم در شکل ۷–د رسم شده است. حدهای آستانه مقادیر EDR برای دسته‌بندی تلاطم به انواع سبک، متوسط و شدید در جدول ۱ آورده شده است. مطابق این جدول، مقادیر کوچک‌تر از ۰/۱۵ در دسته‌بندی تلاطم سبک و بالاتر از ۰/۳۵ در تلاطم شدید قرار می‌گیرند. همان‌طور که در شکل مشخص است مقادیر EDR کوچک‌تر از ۰/۱۵ و بالاتر از ۰/۳۵ در این روز و بر روی این سطح وجود ندارند. پس می‌توان گفت تلاطمی از نوع سبک و نیز شدید در این روز دیده نمی‌شود. درحالی‌که مقادیر بین ۰/۱۵ تا ۰/۳۵ که در دسته‌بندی تلاطم متوسط قرار می‌گیرند، بر روی تمام مناطق گسترده شده‌اند. بیشینه مقادیر EDR نیز همان‌طور که انتظار می‌رفت در مناطقی از ورودی و خروجی جریان جتی قرار گرفته‌اند با این تفاوت که در تمام محدوده پایین جریان جتی از ورودی تا خروجی منطقه‌ای با مشخصه تلاطم متوسط وجود دارد، درحالی‌که عدد ریچاردسون در این ناحیه جریان جتی فعالیتی را نشان نداده‌است. در هر دو شکل ۷–ج و ۷–د، در قسمت کوچکی در قطب‌سوی جریان جتی که مقادیر دامنه بی‌بعد از روش تحلیل هماهنگ واگرایی در آن دیده می‌شوند، بیشینه مقدار ε و EDR نیز وجود دارد. بنابراین اگرچه مقدار دامنه بی‌بعد موج محاسبه‌شده از این روش بسیار کوچک به‌دست آمد، اما همین همخوانی می‌تواند بر تأثیر امواج گرانی–لختی در ایجاد یا تقویت تلاطم دلالت داشته باشد. با این حال، در مناطق وسیعی که با تلاطم متوسط در شکل ۷–د نشان داده شده است، مقدار محسوسی از دامنه بی‌بعد امواج وجود ندارد.

در ادامه نتایج مربوط به مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ و $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ محاسبه شده با مقدار دامنه بی‌بعد از روش KMW، از رابطه (۱۲) آورده شده است. مرتبه بزرگی دامنه بی‌بعد از روش KMW و از روش تحلیل هماهنگ واگرایی هر دو از مرتبه یک به‌دست آمد با این تفاوت که مقادیر دامنه بی‌بعد روش KMW بزرگ‌تر از مقادیر دامنه بی‌بعد از روش تحلیل هماهنگ واگرایی است (شکل آورده نشده است). شکل ۸–الف، مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ را در روز هشتم تحول موج کژفشار نمایش می‌دهد. در این حالت بیشینه مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ در اطراف هسته و در ورودی جریان جتی بر روی پربند سرعت ۵۰ $\mathrm{ms^{-1}}$ مشاهده می‌شوند که با توزیع $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ در بخش قبل متفاوت است. در شکل ۸–ب مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ همراه با $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ رسم شده‌اند. در اینجا مقادیر مثبت $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ در نواحی‌ای که مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ بیشتر هستند، دیده می‌شود که همان‌طور که در بخش قبل توضیح داده شد طبق رابطه (۱۱)، با وجود بسامد شناوری مثبت، اگر مقدار دامنه بی‌بعد بزرگ‌تر از ۱ باشد مقدار $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ مثبت خواهد شد. در دو شکل ۸–الف و ۸–ب، بیشینه مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ و $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ هر دو در مناطقی با بیشینه دامنه بی‌بعد روش KMW (در شکل آورده نشده است)، در اطراف هسته و ورودی جریان جتی دیده می‌شوند و این بیانگر هماهنگی، فعالیت و تأثیر بیشتر امواج گرانی–لختی در این نواحی و بر روی اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی است. در شکل‌های ۸–ج و ۸–د به‌ترتیب مقادیر ε و EDR همراه با پربندهای بزرگی سرعت افقی نشان داده شده‌اند. در هر دو شکل، منطقه توزیع بیشینه مقادیر ε و EDR با بیشینه مقادیر $\varepsilon_{\mathrm{wshr}}$ و $\varepsilon_{\mathrm{buoy}}$ مطابقت خوبی دارند. در شکل ۸–د، در مناطق بسیار کوچکی مقدار EDR با محدوده تلاطم سبک مطابقت دارد. همین‌طور بر خلاف شکل ۷–د، بر روی هسته جریان جتی و قطب‌سوی پربند ۵۰ $\mathrm{ms^{-1}}$ در قسمت ورودی جریان جتی، تلاطم شدید مشاهده می‌شود. علاوه‌بر این، برخلاف الگوهای بررسی شده در بخش قبل، در خروجی جریان جتی با وجود این‌که عدد

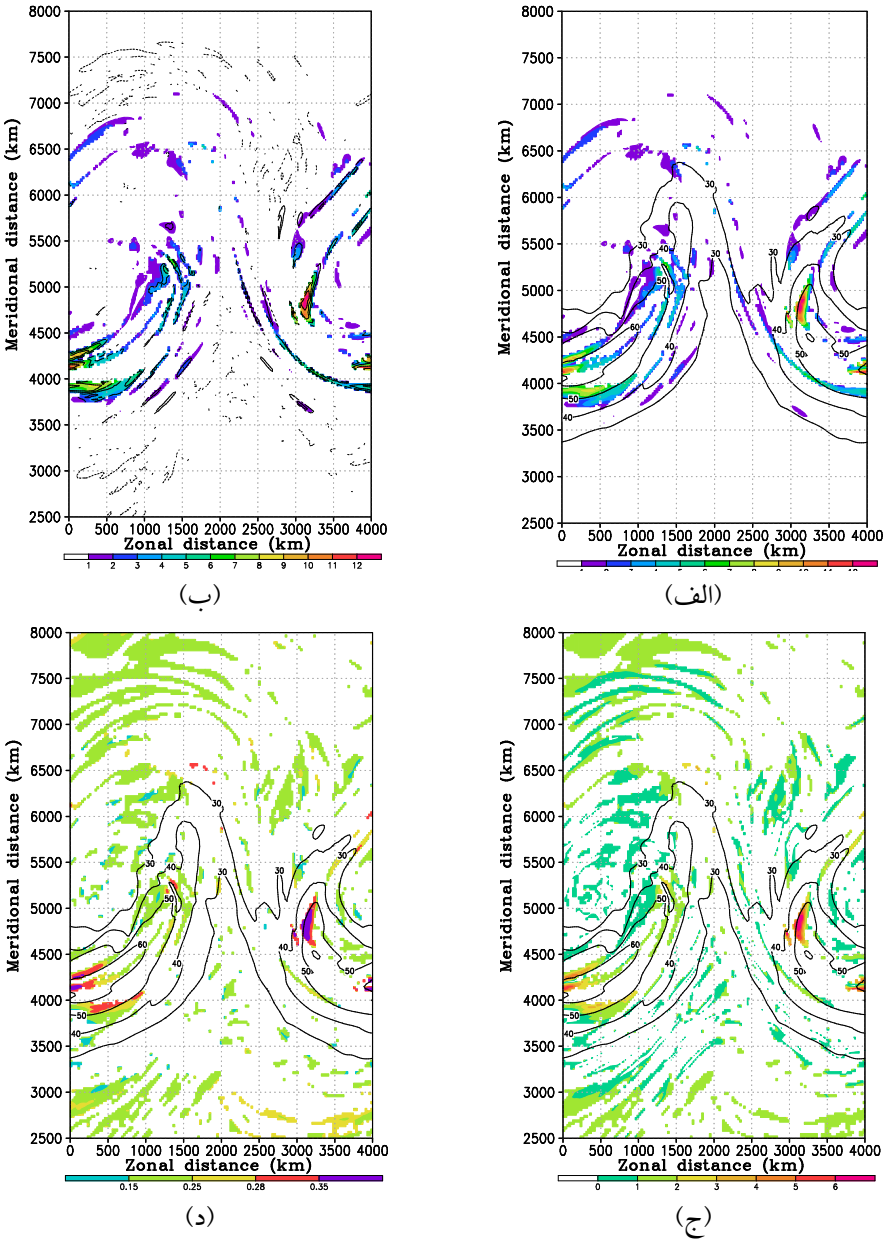
ریچاردسون در این ناحیه کمترین مقدار را دارد و بیشینه چینش قائم باد نیز در این منطقه حضور دارد ولی تلاطمی پیش‌بینی نمی‌شود. تنها در مناطق پراکنده‌ای در شمال‌غرب خروجی جریان جتی نواحی کوچکی با تلاطم متوسط دیده می‌شوند. البته کوچک‌بودن این نواحی از نظر ابعاد، به خردمقیاس بودن تلاطم در پدیده‌های هواشناسی نزدیک‌تر است. همچنین در مناطق وسیعی از شکل تلاطمی پیش‌بینی نمی‌شود.

به‌طورکلی در تمامی بخش‌های (الف) تا (د) شکل ۸، الگوهای ε و EDR نسبت به بخش‌های متناظر آن در شکل ۷، گسسته‌تر، پراکنده‌تر و از نظر ابعاد کوچک‌تر هستند. همچنین بیشترین تمرکز و همخوانی را نسبت به هر کمیت دیگری با الگوی توزیع دامنه بی‌بعد خود نشان می‌دهند.



شکل ۷. (الف) بزرگی سرعت باد افقی (پربندهای مشکی با فاصله $10\ ms^{-1}$ برای مقادیر بزرگ‌تر از $20\ ms^{-1}$)، ε_{wshr} (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-3}\ Js^{-1}kg^{-1}$) و دامنه بی‌بعد (پربندهای صورتی با فاصله پربندی ۰/۲)، (ب) ε_{wshr} (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-3}\ Js^{-1}kg^{-1}$) همراه با ε_{buoy} (خطوط خط‌چین مشکی با یکای $10^{-2}\ Js^{-1}kg^{-1}$)، (ج) بزرگی سرعت باد افقی (خطوط توپر مشکی با فاصله $10\ ms^{-1}$ برای مقادیر بزرگ‌تر از $20\ ms^{-1}$) همراه با اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی ε (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-3}\ Js^{-1}kg^{-1}$) و (د) مانند (ج) همراه با EDR (سایه‌روشن رنگی با یکای $m^{2/3}s^{-1}kg^{-1/3}$) بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰ کلوین در روز هشتم شبیه‌سازی.

این امر نشان از تأثیر بیشتر امواج گرانی-لختی در این بخش دارد. الگوهای ε و EDR در بخش‌های (ج) تا (د) شکل ۸ با بخش‌های متناظر آن در شکل ۷، تنها در مناطقی که تلاطم متوسط وجود دارد، آن هم تنها اندکی، همخوانی دارند. همین‌طور در ورودی جریان جتی بر روی پربند سرعت $50\ ms^{-1}$ در (ج) و (د) شکل ۸ بیشینه مقدار ε و EDR وجود دارد که این مورد در بخش‌های متناظر آن در شکل ۷ نیز دیده می‌شود با این تفاوت که این مقدار بیشینه بر روی پربند $30\ ms^{-1}$ قراردارد. همین‌طور در اطراف هسته جریان جتی در بخش خروجی و در شمال‌غرب خروجی جریان جتی در بخش‌های (ج) تا (د) شکل ۸ تلاطم متوسط نمایش داده شده است.



شکل ۸ (الف) بزرگی سرعت باد افقی (پربندهای مشکی با فاصله $10\ ms^{-1}$ برای مقادیر بزرگ‌تر از $20\ ms^{-1}$) و ε_{wshr} با استفاده از دامنه بی‌بعد حاصل از روش KMW (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-2}\ J s^{-1} kg^{-1}$)، (ب) ε_{wshr} (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-2}\ J s^{-1} kg^{-1}$) همراه با ε_{buoy} با استفاده از دامنه بی‌بعد حاصل از روش KMW (خطوط خط‌چین مشکی با $10^{-2}\ J s^{-1} kg^{-1}$)، (ج) بزرگی سرعت باد افقی (خطوط توپر مشکی با فاصله $10\ ms^{-1}$ برای مقادیر بزرگ‌تر از $20\ ms^{-1}$) همراه با اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی ε (سایه‌روشن رنگی با یکای $10^{-2}\ J s^{-1} kg^{-1}$) و (د) مانند (ج) همراه با EDR (سایه‌روشن رنگی با یکای $m^{2/3} s^{-1} kg^{-1/3}$) بر روی سطح هم‌دمای پتانسیلی ۳۳۰ کلوین در روز هشتم شبیه‌سازی.

۴. بحث و نتیجه‌گیری

مطالعه ارتباط بین امواج گرانی و CAT از موضوعاتی است که کمتر به آن پرداخته شده است. از معدود مطالعات انجام شده می‌توان به مطالعات KMW و مک‌کن و همکاران (۲۰۱۲) اشاره کرد که به مطالعه و ارائه روشی برای پیش‌بینی CAT بر مبنای نظریه عدم‌توازن خودبه‌خودی لایت‌هیل پرداخته‌اند. در پژوهش حاضر روشی متفاوت از مطالعات پیشین برای بررسی ارتباط بین CAT و امواج گرانی-لختی ناشی از عدم‌توازن خودبخودی طراحی و استفاده شده است. برای این منظور با بهره‌گیری از روابط تجزیه موج-تاوه که در مطالعه میرزائی و همکاران (۲۰۱۷) برای یافتن بخش نامتوازن جریان انجام شده است، به مطالعه پدیده CAT در اثر عدم‌توازن خودبه‌خودی پرداخته شده است. ابتدا با استفاده از مدل WRF شبیه‌سازی آرمانی تحول موج کژفشار در یک کانال با ابعاد ۴۰۰۰، ۱۰۰۰۰ و ۲۲ کیلومتر به‌ترتیب در راستاهای مداری، نصف‌النهاری و قائم بر روی صفحه f با تفکیک افقی (قائم) برابر با ۲۵ (۰/۲۵) کیلومتر انجام شد و مراحل رشد، اوج تقویت و واژگونی و میرایی چرخه عمر امواج کژفشار مورد بررسی قرارگرفتند. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که روز هشتم روز بیشینه فعالیت موج کژفشار در این شبیه‌سازی است و همچنین اوج فعالیت و انتشار امواج گرانی-لختی در وردسپهر و پوشن سپهر است.

سپس با استفاده از روش میرزائی و همکاران (۲۰۱۷) جداسازی شارش به دو بخش متوازن و نامتوازن با کاربست بسط بر مبنای عدد راسبی، به کمک معادلات تاوایی و واگرایی با فرض جو به‌صورت شاره تراکم‌ناپذیر، انجام شد. در این روش رابطه‌ای برای سرعت قائم به‌دست می‌آید که با حل این رابطه سرعت قائم متوازن و دمای پتانسیلی متوازن تعیین شد. در ادامه میدان ارتفاع واقعی و ارتفاع متوازن با درون‌یابی به‌ترتیب بر روی تراز هم‌دمای پتانسیلی واقعی و متوازن برابر با ۳۳۰K محاسبه شد. ارتفاع نامتوازن از تفاضل ارتفاع واقعی و ارتفاع متوازن به‌دست آمد و امکان محاسبه دامنه امواج گرانی-لختی با روش تحلیل هماهنگ واگرایی فراهم شد. پس از آن، مقادیر دامنه بی‌بعد و روابط اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی از طریق چینش باد و شناوری بر روی نقاط شبکه با استفاده از مقادیر کمیت‌های خروجی مدل محاسبه شدند. در مرحله بعد مقدار دامنه بی‌بعد از روش KMW نیز تعیین شد. مقدار دامنه بی‌بعد از روش معرفی شده در مطالعه KMW نیز با استفاده از مقادیر کمیت‌های خروجی مدل محاسبه شد و با جای‌گذاری این دامنه بی‌بعد، مجدد مقادیر روابط اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی از طریق چینش باد و شناوری بر روی نقاط شبکه به‌دست آمد.

در ادامه از نتایج مقادیر ریشه سوم اتلاف انرژی جنبشی تلاطمی تحت عنوان آهنگ اتلاف پیچکی EDR، برای تعیین شدت تلاطم استفاده شد. ابتدا نتایج EDR با استفاده از دامنه بی‌بعد از روش تحلیل هماهنگ واگرایی در روز هشتم شبیه‌سازی بررسی شد. با توجه به مقادیر EDR، تلاطمی با شدت سبک و شدید مشخص نشد و در تمام حوزه، تلاطم از نوع متوسط به‌دست آمد. همچنین قسمتی از بیشینه مقادیر EDR درون بازه تلاطم متوسط، در پایین هسته جریان جتی متمرکز بود. این الگوکاملاً با مطالعه الرود و همکاران (۲۰۰۳) که رخداد CAT در اطراف وردایست در منطقه کژفشاری پایین هسته جریان جتی به مقدار بیشینه خود می‌رسد، در تطابق است. با وجود این‌که مقدار دامنه بی‌بعد از روش تحلیل هماهنگ واگرایی در اغلب مناطق مقداری کوچک‌تر از یک دارد، الگوی توزیع بیشینه مقادیر EDR در بخش چرخندی خروجی جریان جتی با موقعیت فعالیت بسته‌موج دوم در همین ناحیه هماهنگی دارد. به‌طور کلی الگوی توزیع بیشینه مقادیر EDR با نتیجه مطالعه پلوگونون و ژنگ (۲۰۰۷) نیز درباره منطقه بیشینه فعالیت امواج گرانی در اطراف بیشینه سرعت‌های جریان جتی و در نواحی‌ای که جریان جتی در مسیر خمیده خود شعاع خمیدگی بیشتری دارد سازگار است. به‌علاوه با فعالیت بسته‌موج‌های شناسایی شده در

این شبیه‌سازی همخوانی مناسبی دارد.

نتایج توزیع مقادیر EDR در روز هشتم با استفاده از دامنه بی‌بعد از روش KMW وجود تلاطم‌های سبک و شدید را در موقعیت‌هایی با گسترش اندک نشان داد. در این روش برخلاف روش قبل در بیشتر مناطق، تلاطمی پیش‌بینی نشد. همین‌طور الگوی توزیع مقادیر EDR از این روش شباهت چندانی با الگوی توزیع چینش قائم باد و EDR از روش تجزیه موج-تاوه نداشته و بیشتر با الگوی توزیع دامنه بی‌بعد از روش KMW مطابقت دارد. بنابراین به‌نظر می‌رسد افزایش مقدار دامنه بی‌بعد از روش KMW باعث کمرنگ شدن نقش چینش قائم باد و پایداری ایستایی در مقادیر EDR شده است. این در حالی‌است که امواج گرانی-لختی با تأثیر و ایجاد تغییرات بر روی میدان سرعت باد و پایداری ایستایی باعث فراهم شدن شرایط مطلوب رخداد CAT می‌شوند. توزیع EDR در ناحیه ورودی جریان جتی تلاطم شدید را نشان می‌دهد، در حالی‌که در روز هشتم شبیه‌سازی بر روی این ناحیه بسته‌موجی شناسایی نشده است. KMW در به‌دست آوردن دامنه بی‌بعد از ضریبی استفاده کرده تا مرتبه بزرگی دامنه بی‌بعد را به مرتبه بزرگی عدد راسبی برساند و شاید به‌همین دلیل مقادیر EDR در مطالعه KMW تطابق بیشتری با کمینه مقادیر عدد ریچاردسون و CATهای گزارش شده از ۳ نوامبر سال ۲۰۰۵ تا ۲۶ مارس سال ۲۰۰۶ بر روی می‌سی‌سی‌پی و دره اوهایو در ایالات متحده امریکا، یافته است. در حالی‌که مقادیر دامنه بی‌بعد با استفاده از روش تجزیه موج-تاوه و تحلیل هماهنگ واگرایی با اینکه در مناطق محدودی مشاهده شد ولی اکثر مقادیر این کمیت، کوچک‌تر از یک و از مرتبه بزرگی عدد راسبی به‌دست آمدند. به‌طور کلی به‌نظر می‌رسد نتایج EDR حاصل از روش تجزیه موج-تاوه در هماهنگی بیشتری با مناطق مستعد وقوع CAT و فعالیت بسته‌موج‌های گرانی-لختی شناسایی شده از شبیه‌سازی امواج کژفشار در این پژوهش است.

مراجع

آریامنش، م.، قادر، س.، علی‌اکبری بیدختی، ع. و علیزاده، ا.، ۱۳۹۹، پیش‌بینی تلاطم هوای صاف در غرب ایران (مسیر پروازی تهران-اهواز و تهران-اردبیل) با استفاده از شبیه‌سازی‌های مدل WRF، م. ژئوفیزیک ایران، ۱۴(۳)، ۱۲۰-۱۴۳.

تاج‌بخش، س.، آزادی، م.، علی‌اکبری بیدختی، ع. و عربلی، پ.، ۱۳۸۵، مطالعه موردی تلاطم صاف روی ایران به کمک برخی از شاخص‌های تلاطم در یک دوره ۵ ماهه (ژانویه-مه ۲۰۰۴)، م. فیزیک زمین و فضا، ۳۲(۱)، ۸۵-۱۰۲.

کلانتری، ب.، علی‌اکبری بیدختی، ع. و مبارک حسن، ا.، ۱۳۹۶، بررسی شکل‌گیری امواج کوهستان (امواج بادپناه) برفراز رشته‌کوه‌های زاگرس و تلاطم هوای صاف (CAT) ناشی از آن، م. فیزیک زمین و فضا، ۴۳(۲)، ۴۵۱-۴۵۹.

Chouksey, M., Eden, C. and Brüggemann, N., 2018, Internal gravity wave emission in different dynamical regimes. J. Phys. Oceanogr., 48, 1709–1730.

Cornman, L. B., Morse, C. S. and Cunning, G., 1995, Real-time estimation of atmospheric turbulence severity from in-situ aircraft measurements. J. Aircraft., 32 (1), 171–177.

Cornman, L. B., Meymaris, G., Prestopnik, J. and Tasset, T., 2008, An update on turbulence reporting from commercial aircraft. Proceedings 13th Conference on Aviation, Range, and Aerospace Meteorology. American Meteorological Society, Boston, MA10.1.

Dunkerton, T. J., 1997, Shear instability of inertia–gravity waves. J. Atmos. Sci., 54, 1628–1641.

Dutton, J. A., 1969, An energy budget for a layer of stratospheric CAT. Radio Sci., 4(12), 1137–1142.

Dutton, J. A. and Panofsky, H. A., 1970, Clear air turbulence: A mystery may be unfolding. Science, 167, 937–944.

Ellrod, G. P., Knox, J. A., Lester, P. F. and Ehernberg, L. J., 2003, Encyclopedia of Atmospheric Sciences. 2nd Edition. Volume 1, Elsevier Ltd.

Ford, R., 1994, Gravity wave radiation from vortex trains in rotating shallow water. Journal

of Fluid Mechanics., 281, 81–118.
Ford, R., McIntyre, M. E. and Norton, W. A., 2000, Balance and the slow quasimanifold: Some explicit results. J. Atmos. Sci., 57, 1236–1254.
Garratt, J. R., 1992, The Atmospheric Boundary Layer. Cambridge University Press: Cambridge. UK, 316 pp.
Hopkins, R. H., 1977, Forecasting techniques of clear-air turbulence including that associated with mountain waves. WMO, Secretariat of the World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland. WMO-No. 482, technical note no. 155.
Kennedy, P. J. and Shapiro, M. A., 1980, Further encounters with clear air turbulence in research aircraft. J. Atmos. Sci., 37, 986–993.
Knox, J. A., 1997, Possible mechanisms of clear-air turbulence in strongly anticyclonic flow. Mon. Wea. Rev., 125, 1251–1259.
Knox, J. A., McCann, D. W. and William. P. D., 2008, Application of the Lighthill–Ford theory of spontaneous imbalance to clear-air turbulence forecasting. J. Atmos. Sci., 65, 3292–3304.
Lester, P. F., 1993, Turbulence: A new perspective for pilots. Jepson Sanderson. Inc., 236 pp.
Lighthill, M. J., 1952, On sound generated aerodynamically, I General theory. Proceedings of the Royal Society of London, 211A, 564–587.
McCann, D. W., 1999, A simple turbulent kinetic energy equation and aircraft boundary layer turbulence. National Weather Digest, 23, 13–19.
McCann, D. W., 2001, Gravity waves, unbalanced flow, and clear air turbulence. Natl. Wea. Dig., 25 (1–2), 3–14.
McCann, D. W., Knox, J. A. and Williams, P. D., 2012, An improvement in clear-air turbulence forecasting based on spontaneous imbalance theory: The ULTURB algorithm. Meteorological Applications, 19(1), 71–78.
Miles, J. W. and Howard, L. N., 1964, Note on a heterogeneous shear flow. J. Fluid Mech., 20, 331–336.
Mirzaei, M., Zülicke, C., Mohebalhojeh, A. R., Ahmadi-Givi, F. and Plougonven, R., 2014, Structure, energy, and parameterization of inertia–gravity waves in dry and moist simulations of a baroclinic wave life cycle. J. Atmos. Sci., 71, 2390–2414.
Mirzaei, M., Mohebalhojeh, A. R., Zülicke, C., and Plougonven, R., 2017, On the quantification of imbalance and inertia–gravity waves generated in numerical simulations of moist baroclinic waves using the WRF model. J. Atmos. Sci., 74, 4241–4263.
O'Sullivan, D. and Dunkerton, T. J., 1995, Generation of inertia–gravity waves in a simulated life cycle of baroclinic instability. J. Atmos. Sci., 52, 3695–3716.
Panofsky, H. A. and Dutton, J. A., 1984, Atmospheric turbulence: models and methods for engineering applications. Wiley, New York, 255 pp.
Pettegrew, B., Loughe, A., Hart, J. E., Henderson, J. K. and Mahoney, J. A, 2010, On the use of eddy dissipation rate observations in verification. Proceedings 14th Conference on Aviation, Range, and Aerospace Meteorology. American Meteorological Society: Boston, MA, paper P473.
Plougonven, R., Teitelbaum, H. and Zeitlin, V., 2003, Inertia–gravity wave generation by the tropospheric midlatitude jet as given by the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment radio soundings. J. Geophys. Res., 108, 4686.
Plougonven, R., Muraki, D. J. and Snyder, C., 2005, A baroclinic instability that couples balanced motions and gravity waves. J. Atmos. Sci., 62, 1545–1559.
Plougonven, R. and Zhang, F., 2007, On the forcing of inertia–gravity waves by synoptic-scale flows. J. Atmos. Sci., 64, 1737–1742.
Plougonven, R. and Zhang, F., 2014, Internal gravity waves from jets and fronts. Rev. Geophys., 52, 33–76.
Sharman, R., Tebaldi, C., Wiener, G. and Wolff J., 2006, An integrated approach to mid- and upper-level turbulence forecasting. Wea. and Forecasting, 21(3), 268–287.
Sharman, R. and Lane, T., 2016, Aviation Turbulence Processes, Detection, Prediction. Springer International Publishing Switzerland. P.10.
Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhia, J., Gill, D. O., Barker, D. M., Wang, W. and Powers, J. G., 2008, A description of the Advanced ResearchWRF Version 3. NCAR Tech. Note NCAR/TN-475+STR, 113 pp.
Thorncroft, C. D., Hoskins, B. J. and McIntyre, M. E., 1993, Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 119, 17–55.
Vanneste, J., 2013, Balance and spontaneous wave generation in geophysical flows. Annu. Rev. Fluid Mech., 45, 147–172.
Wei, J. and Zhang, F., 2014, Mesoscale gravity waves in moist baroclinic jet–front systems. J. Atmos. Sci., 71, 929–952.
Wei, J., Zhang, F. and Richter, J. H., 2016, An analysis of gravity wave spectral characteristics in moist baroclinic jet–front systems. J. Atmos. Sci., 73, 3133–3155.
Williams, P. D., Haine, T. W. N. and Read, P. L.,

2005, On the generation mechanisms of short-scale unbalanced modes in rotating two layer flows with vertical shear. J. Fluid Mech., 528, 1–22.

Williams, P. D., Haine, T. W. N. and Read, P. L., 2008, Inertia–gravity waves emitted from balanced flow: Observations, properties, and consequences. J. Atmos. Sci., 65, 3543–3556.

Zülicke, C. and Peters, D. H. W., 2006, Simulation of inertia–gravity waves in a poleward-breaking Rossby wave. J. Atmos. Sci., 63, 3253–3276.

Zülicke, C. and Peters, D. H. W., 2008, Parameterization of strong stratospheric inertia–gravity waves forced by poleward-breaking Rossby waves. Mon. Wea. Rev., 136, 98–119.

A study of clear air turbulence by spontaneous imbalance theory

Mahmoodvand, S.[1], Mirzaei, M.[2*] and Mohebalhojeh, A. R.[3]

1. M.Sc. Graduated, Department of Space Physics, Institute of Geophysics, University of Tehran, Tehran, Iran
2. Associate Professor, Department of Space Physics, Institute of Geophysics, University of Tehran, Tehran, Iran
3. Professor, Department of Space Physics, Institute of Geophysics, University of Tehran, Tehran, Iran

(Received: 26 Aug 2021, Accepted: 10 Jan 2022)

Summary

Emission of inertia–gravity waves (IGWs) through imbalance is a well-known cause of clear air turbulence (CAT) in the upper troposphere. IGWs may initiate CAT by locally modifying the environmental characteristics of the meteorological quantities like static stability and wind shear. CAT is a micro-scale phenomenon for which there are also mechanisms other than IGWs. Accurate forecasting methods using numerical models and CAT diagnostic indices are still being studied and developed (Sharman and Lane, 2016). Following Knox et al. (2008) (hereafter KMW), the current study is focused on detecting CAT by spontaneous imbalance theory and the effect of IGWs on the flow.

For this purpose, the lifecycle of the baroclinic waves, including their phases of growth, overturn and decay as well as the generation and propagation of IGWs are investigated by numerical simulation using the Weather Research and Forecasting (WRF) model in a channel of 4000 km length, 10000 km width and 22 km height in respectively the zonal, meridional and vertical directions on the f plane, with a horizontal resolution of 25 km and vertical resolution of 0.25 km. Based on the wave–vortex decomposition (WVD) method, the unbalanced flow, and the dimensional and non-dimensional IGW amplitude have been estimated. In the next step, the non-dimensional wave amplitude has been alternatively determined for reference, based on the Lighthill–Ford theory of spontaneous imbalance in KMW method. Then the turbulent kinetic energy (TKE) dissipation and eddy dissipation rate (EDR) have been calculated to determine the intensity and location of CAT.

The results showed that KMW method uses a proportionality constant to make the non-dimensional wave amplitude as order of the Rossby number and determines the constant empirically by matching distributions of pilot reports of turbulence to the pattern of TKE dissipation. For this reason, the EDR has the best fit with the location of observed CAT and the minimum value of Richardson number. This is while most values of the non-dimensional wave amplitudes calculated by the WVD and harmonic divergence analysis are less than unity and have values of the order of the Rossby number itself. On day 8, when the baroclinic wave and IGWs are at their peak of activity, the pattern of distribution of EDR by WVD indicates that there is moderate turbulence all around the jet stream region, and the maximum values of EDR are located below the jet core and in the jet-exit region, which is similar to the location of wave activity and location of CAT in previous studies. Also minimum values of Richardson number are at the jet-exit region where the maxima of EDR reveal moderate turbulence there. The distribution of EDR by KMW, unlike the distribution of EDR by WVD, shows that in most areas of the flow, there is no sign of turbulence except in a few patchy places near the jet region, where moderate turbulence is predicted. Thus making use of an optimal WDV could improve the accuracy of detecting unbalanced parts of the flow and predicting areas of CAT in the upper troposphere in the vicinity of the jet stream.

Keywords: baroclinic waves, inertia–gravity waves, imbalance, inertia–gravity waves amplitude, clear air turbulence.

* Corresponding author: mirzaeim@ut.ac.ir