

اثر چینش باد و چینه‌بندی بر تنظیم کژ فشار

علی محمدی^۱ و علیرضا محب‌الحجه^{۲*}

^۱مری، گروه هواشناسی دانشگاه علوم دریایی امام خمینی (ره) نوشهر، ایران
^۲دانشیار، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، ایران

(دریافت: ۹۱/۱۱/۲، پذیرش نهایی: ۹۲/۱۱/۱۵)

چکیده

بنابر تعریف، تنظیم کژ فشار به برقراری حالت خنثی از نظر ناپایداری کژ فشار در اثر فعالیت پیچک‌ها گفته می‌شود و هنگامی رخ می‌دهد که شرط لازم چارنی-استرن-پدلاسکی برای پایداری برآورده شود. برای برآورده ساختن شرط‌های چارنی-استرن از روش‌هایی شامل بی‌نهایت شدن بسامد شناوری سطح زمین و یا حذف چینش باد در سطح زمین و یا ترکیبی از این دو استفاده می‌شود. در تنظیم کژ فشار، با افزایش فعالیت پیچکی، شیب تاوایی پتانسیلی کاهش می‌یابد یا حذف می‌شود. با در نظر گرفتن مرز زبرین (وردایست) شرط ناپایداری چارنی-استرن تغییر می‌کند و دیگر نیازی به بی‌نهایت شدن بسامد شناوری یا صفر شدن چینش باد در سطح زمین نیست و پایداری هنگامی حاصل می‌شود که چینش باد در مرزهای زبرین و زیرین علامت‌های متفاوت داشته باشند. حذف شیب تاوایی پتانسیلی پایه در فرایند تنظیم کژ فشار موجب کاهش بسامد شناوری با ارتفاع می‌شود. در این مقاله تنظیم کژ فشار با در نظر گرفتن مرز زبرین حل و نشان داده می‌شود که در وضعیت تنظیم کژ فشار، بسامد شناوری با افزایش ارتفاع، کاهش می‌یابد، چینش باد ضعیف است و شار پیچکی نیز در اثر حذف تاوایی پتانسیلی حالت پایه افزایش می‌یابد. همچنین نشان داده می‌شود که در صفحه β ، اثر کاهش تراز باد بیشینه بر رشد امواج جوئی را تغییر در میزان کاهش بسامد شناوری با ارتفاع خنثی می‌کند.

واژه‌های کلیدی: تنظیم کژ فشار، تاوایی پتانسیلی شبه‌زمین‌گرد، چینش باد، مدل ایدی، وردایست

Wind shear and stratification effects on baroclinic adjustment

Mohammadi, A.¹ and Mohebalhojeh, A. R.²

¹Instructor of Meteorology, Imam-Khomeini Marine University, Noshahr, Iran

²Associate Professor, Institute of Geophysics, University of Tehran, Iran

(Received: 21 Jan 2013, Accepted: 04 Feb 2014)

Summary

The baroclinic adjustment is defined as the neutralization of the mean flow by eddies. With the amplitude growth of the baroclinic waves generated by an unstable mean flow, the eddy fluxes increase and act to reduce the meridional temperature gradient or vertical wind shear of the mean flow to subcritical value. This is believed to constitute the basic mechanism of baroclinic adjustment. The concomitant reduction of the potential vorticity (PV) along isentropic surfaces during the baroclinic adjustment process can be accommodated within the quasi-geostrophic theory by removing meridional gradient of quasigeostrophic PV in the interior of the domain and satisfying the requirements of the Charny-Stern-Pedlosky theorem. The result is a group of models that extend the work of Eady and thus called Eady-like models. In addition to uniform interior PV, these models share a rigid lid as the upper boundary mimicking the tropopause. In fact, the upper rigid helps to resolve a major issue regarding an unphysical aspect of the state obtained through

baroclinic adjustment. For the problem with a constant buoyancy frequency N for the mean flow, as results of previous studies suggest, the major issue is that baroclinic neutrality requires that the surface value of buoyancy frequency become infinite or exceedingly large, even if frictional damping is taking into account.

The mathematical tractability, physical simplicity, and yet the ability to explain some of the important features of baroclinic eddies in the real atmosphere and oceans, have made the Eady-like models of baroclinic instability the ideal setting to study baroclinic adjustment. In particular, the presence of a short-wave cut-off for instability, an immediate effect of using uniform interior PV, can provide a route to reach baroclinic neutrality. This can be achieved through limiting the interaction between the lower and upper edge waves by, for example, moving the lid to upper levels and thus displacing the short-wave cut-off to longer wavelengths. Further, confining the baroclinic eddies in meridional direction leads to a lower limit for the horizontal wavenumber. Making the latter lower limit equal to the short-wave cut-off leads to a state of neutrality for all of the zonal modes.

Within the extent of Eady-like models, this paper is devoted to study the effect of vertical wind shear and stratification on the baroclinic adjustment. Disregarding the density variation with height, analytical solutions are obtained in the form of the Bessel and Neumann functions for the instability problem with a quadratic profile for the zonal mean flow and a general $N^2(z) = N^2(0)e^{bz}$ form for the height variation of the squared buoyancy frequency. The instability problem is investigated by varying $N^2(0)$, b , and the level of maximum zonal mean flow, that is, the location of the jet. Varying the latter parameter help us determine the sensitivity to the changes of vertical shear in the upper boundary relative to that in the lower boundary. The relation between the eddy flux of PV and the stratification parameters including b is also explored at a representative mid-tropospheric level (600 hPa). It is shown that the eddy flux of PV is minimum (maximum) for positive (negative) values of b , which correspond to decreasing (increasing) values of N^2 with height. Therefore, it can be concluded that the process of baroclinic adjustment is associated with negative values of b .

Using a properly determined vertical profile for N^2 , the meridional gradient of PV is removed in the interior of the domain. It is shown that the adjusted buoyancy frequency decreases with increasing altitude. With stronger winds, the reduction with height in buoyancy frequency becomes more significant.

With the meridional gradient of PV eliminated, the necessary condition for instability based on the Charny–Stern–Pedlosky criterion requires that the wind shear on the lower and upper boundaries be of the same sign. However, even in the case of equal-sign wind shear on the two boundaries, neutrality may be achieved depending on the structure of the wind shear throughout the domain and not just on the boundaries. In the Eady problem, wind shear has no effect in the condition for instability. Considering the effects of wind shear on the adjusted buoyancy frequency, it is shown that instability can occur if wind shear increases even when the surface value of N^2 is $20 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Without considering the variation with height of N^2 , as the case with no rigid lid, neutrality can only happen for exceedingly large values of surface buoyancy frequency. It is shown that for baroclinic adjustment to occur, the two following conditions are necessary:

- 1- a decreasing with height of the buoyancy frequency;
- 2- a weak wind shear.

Nevertheless, baroclinic adjustment can also occur in the presence of strong wind shear, if

there is sufficiently large surface value of N^2 . Further, it is shown that the effect of changing the wind shear difference between the lower and upper boundaries is compensated by a corresponding change in the reduction of buoyancy frequency with height.

Keywords: Baroclinic adjustment, Potential vorticity, Wind shear, Eady model, Tropopause

۱ مقدمه

پیچک‌های ناپایدار سعی می‌کنند شیو تاوایی پتانسیلی پایه را از بین ببرند و جو را به حالت مسئله ایدی برسانند. مشاهداتی نیز در تایید این فرض مبنی بر حذف شیو تاوایی پتانسیلی به واسطه پیچک‌ها وجود دارد (مورگان، ۱۹۹۵؛ سان و لیندزن، ۱۹۹۴؛ استون و نمت، ۱۹۹۶).

نقطه آغازین در بررسی مسئله ناپایداری، معیار چارنی و استرن (۱۹۶۲) و پدلاسکی (۱۹۶۴) است که شرایط لازم ولی ناکافی را برای رشد امواج در شارش‌های شبه‌زمین‌گرد بیان می‌کند. لازم به ذکر است که ممکن است شرایط لازم برای رخداد ناپایداری برطبق معیار فوق برآورده شود ولی شارش همچنان پایدار باشد و برعکس (محمدی و محب‌الحجه، ۱۳۹۱).

تنظیم کژفشار را می‌توان با تغییر شیو نصف‌النهاری دما (لیندزن و فارل، ۱۹۸۰) و یا با تغییر در پایداری ایستایی (گوتوسکی، ۱۹۸۵) و یا تلفیقی از این دو (گوتوسکی و همکاران، ۱۹۸۹) ایجاد کرد.

لیندزن (۱۹۹۳) عامل دیگری را برای تنظیم کژفشار معرفی کرد. در فرضیه لیندزن، حالت خنثی در جو را طول موج آستانه رخداد ناپایداری در مدل ایدی تعیین می‌کند. وجود این طول موج آستانه رشد امواج، نتیجه مستقیم صفر بودن شیو تاوایی پتانسیلی پایه در نواحی داخلی جو است. با صفر بودن شیو تاوایی پتانسیلی پایه، امواج راسبی در نواحی داخلی جو منتشر نمی‌شوند، بنابراین ناپایداری فقط با برهم‌کنش دو مرز زیرین (وردایست) و زیرین (سطح زمین) ممکن است. هنگامی که طول موج به مقدار

در جو دارای ناپایداری کژفشار، امواج در چرخه‌ای از رشد، اشباع و میرایی که دربردارنده برهم‌کنش با شارش میانگین است، وارد می‌شوند. استون (۱۹۷۸) با استفاده از مدل کژفشار دولایه‌ای (فیلیس، ۱۹۵۴)، مقدار آستانه شیو نصف‌النهاری دما (چینش باد با ارتفاع در مدل دولایه‌ای) برای رشد امواج جوئی را محاسبه کرد و نشان داد که شیو نصف‌النهاری دمای مشاهده شده در وردسپهر میانی (در تراز ۶۰۰ هکتوپاسکال) نزدیک به مقادیر آستانه محاسبه شده است. ضمناً او با محاسبه شار پیچکی نصف‌النهاری تاوایی پتانسیلی نتیجه گرفت وقتی شیو نصف‌النهاری دما بیشتر از مقدار آستانه رشد امواج جوئی می‌شود، شار پیچکی ضعیف است. با رشد دامنه و عمیق‌تر شدن امواج پس از گذشت چند روز، شار پیچکی قوی می‌شود و کاهش مجدد شیو نصف‌النهاری دما به مقادیری نزدیک آستانه را به دنبال دارد. بدین ترتیب جریان میانگین پایدار می‌شود. تصور می‌رود که این سازوکار به‌طور دائم در جو در حال تکرار باشد. افزایش میزان فعالیت پیچکی، شیو تاوایی پتانسیلی پایه را کاهش می‌دهد یا آن را حذف می‌کند (راینز و یانگ، ۱۹۸۲).

رسیدن جو به حالت خنثی و سازوکار پایداری ناشی از اثر شار پیچکی به تنظیم کژفشار معروف است. در مسئله ایدی (۱۹۴۹) با در نظر گرفتن فرض‌هایی برای ساده‌سازی مسئله، شیو تاوایی پتانسیلی برابر صفر قرار داده می‌شود و با حل این مسئله طول موج‌های ناپایدار بزرگ‌تر از مقدار آستانه به‌دست می‌آید. بدین ترتیب می‌توان گفت

۴۵ تا ۶۵ درجه کمتر از ارتفاع وردایست بعد از رخداد ناپایداری است و ارتفاع وردایست در مرحله میرایی امواج و شروع تنظیم کژفشار افزایش می‌یابد. بنابراین فعالیت پیچک‌ها موجب افزایش ارتفاع وردایست می‌شود.

در این مقاله در ابتدا تنظیم کژفشار بحث و مقطع بسامد شناوری لازم برای حذف شیو تاوایی پتانسیلی حالت پایه محاسبه می‌شود. در ادامه رشد امواج با فرض رخداد فرایند تنظیم کژفشار بررسی می‌شود. در قسمت ۳ تاثیر بسامد شناوری بر شار پیچکی مورد تحلیل قرار می‌گیرد.

۲ تنظیم کژفشار

بررسی معادلات حاکم بر تنظیم کژفشار در این پژوهش با تقریب شبه‌زمین گرد، بوسینسک و شارش در صفحه β صورت می‌گیرد. نظریه چارنی و استرن (۱۹۶۲) و پدلاسکی (۱۹۶۴) عبارت نسبتاً ساده‌ای از شرایط لازم برای رخداد ناپایداری را بیان می‌کند که با استفاده از آن می‌توان چگونگی رخداد تنظیم کژفشار را با در نظر گرفتن مربع بسامد شناوری $N^2 = (g/\theta)(d\theta/dz)$ به‌ازای g شتاب گرانی و θ دمای پتانسیلی حالت پایه بررسی کرد. چنانچه در نظریه چارنی - استرن - پدلاسکی فقط مرز پایین (سطح زمین) در نظر گرفته شود، شرط لازم برای رخداد ناپایداری در یک کانال زناری به پهنای L به‌صورت زیر به‌دست می‌آید (هولتن، ۲۰۰۴):

$$c_i \left[\int_{-L}^{+L} \int_0^{\infty} \rho_0 e^{-z/H} \frac{\partial Q}{\partial y} \frac{|\Psi|^2}{|U-c|^2} dy dz - \int_{-L}^{+L} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} \frac{|\Psi|^2}{|U-c|^2} \Big|_{z=0} dy \right] = 0 \quad (1)$$

که در آن، z مختصه قائم لگاریتم فشار، Ψ ، U و Q به‌ترتیب تابع جریان، سرعت مداری و تاوایی پتانسیلی حالت پایه، ρ_0 چگالی در سطح زمین، f_0 پارامتر کوریولیس در عرض جغرافیایی مرکز کانال، H ارتفاع تراز وردایست، C تندی فاز موج و c_i قسمت موهومی

آستانه در مدل ایدی برسد، امواج مرزی (امواج تولیدی در اثر شرایط مرزی) در ارتفاع معینی با یکدیگر تداخل می‌کنند و ناپایداری در اثر ترکیب امواج مرزی رخ می‌دهد. لذا طول موج آستانه رشد امواج به ارتفاع مرز زیرین بستگی دارد و با افزایش ارتفاع مرز بالا طول موج آستانه نیز افزایش می‌یابد. نظریه لیندزن (۱۹۹۳) را بوردی و همکاران (۲۰۰۲ و ۲۰۰۴) با در نظر گرفتن اثرات پوشن سپهر و ناهمواری‌ها توسعه داده است.

استون و نمت (۱۹۹۶) شیب سطوح هم‌آنترپی را با استفاده از مقادیر مشاهده شده پایه دما و تندی باد برآورد کردند و به این نتیجه رسیدند که تنظیم کژفشار در نیمکره شمالی در عرض‌های میانی اتفاق می‌افتد ولی محدود به سطوح ۶۰۰ تا ۴۰۰ هکتوپاسکال است. هارنیک و لیندزن (۱۹۹۸) براساس نظریه لیندزن (۱۹۹۳) نشان دادند که میزان تداخل امواج مرزهای زیرین و زیرین به انتگرال قائم بسامد شناوری N وابسته است و با افزایش $\int N dz$ طول موج آستانه رخداد ناپایداری بیشتر می‌شود و برای بسامدهای شناوری مطابق با جو واقعی، کاهش ارتفاع وردایست طول موج آستانه رشد امواج را افزایش می‌دهد. بری و همکاران (۲۰۰۰) با اجرای یک مدل گردش کلی جو، حالت خنثی را با افزایش بسامد شناوری و کمی کاهش در شیو نصف‌النهاری دما ایجاد کردند، مدت زمان فرایند تنظیم کژفشار را بدون وجود فعالیت پیچکی و شار تابشی ۱۵ تا ۲۰ روز و با وجود فعالیت پیچکی و شار تابشی ۵-۱۰ روز به‌دست آوردند و نتیجه گرفتند که با توجه به آهستگی این فرایند نباید انتظار داشت که تنظیم کژفشار در همه لایه‌ها از سطح زمین تا بام جو دیده شود.

دل‌آکویلا (۲۰۰۴) و دل‌آکویلا و همکاران (۲۰۰۷) با استفاده از داده‌های بازتحلیل NCEP-NCAR تنظیم کژفشار را با تمرکز بر تاثیر پیچک‌ها بر ارتفاع وردایست بررسی کردند و روشن ساختند که ارتفاع وردایست قبل از رخداد ناپایداری به‌خصوص در عرض‌های جغرافیایی

N^2 و کاستن از $\partial U / \partial z$ در سطح زمین حذف کردند. آنها مقاطع باد مداری و N^2 را مطابق شکل ۱ در نظر گرفتند. نمایه باد مداری و N^2 تنظیم‌یافته در ارتفاع z_A با مقدار اولیه برابر می‌شوند (هدف به‌دست آوردن نمایه‌هایی است که جمله مرزی را حذف کند).

در مقاله حاضر دو مرز زیرین و زیرین در نظر گرفته می‌شود. شرط ناپایداری چارنی-استرن-پدلاسکی به‌صورت زیر به‌دست می‌آید (ولیس، ۲۰۰۶):

$$C_i \left[\int_{-L}^{+L} \int_0^{\infty} \rho_0 e^{-z/H} \frac{\partial Q}{\partial y} \frac{|\Psi|^2}{|U-c|^2} dy dz + \int_{-L}^{+L} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} \frac{|\Psi|^2}{|U-c|^2} \Big|_{z=h} dy - \int_{-L}^{+L} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} \frac{|\Psi|^2}{|U-c|^2} \Big|_{z=0} dy \right] = 0 \quad (3)$$

برطبق معادله (۳) در تنظیم کژفشار نیازی به حذف $U_z(\infty)$ و بی‌نهایت شدن $N^2(\infty)$ نیست و چنانچه با تغییر نمایه N^2 شیو تاوایی پتانسیلی حذف شود، شرط لازم برای رخداد ناپایداری هم‌علامت بودن U_z (مشقت U نسبت به z) در مرزهای زیرین و زیرین به‌دست می‌آید. توجه شود که چنانچه علامت U_z در دو مرز بالا (وردایست) و پایین (سطح زمین) مخالف باشد، باید C_i صفر شود که به معنای پایداری است. معادله (۲) برحسب شیب سطوح هم‌آنژیپی $S = U_z / N^2$ به‌صورت زیر درمی‌آید:

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = \beta - f_0^2 e^{z/H} \frac{\partial}{\partial z} (e^{-z/H} S) \quad (4)$$

با صفر قرار دادن شیو نصف‌النهاری تاوایی پتانسیلی در معادله (۴)، نمایه N^2 تنظیم‌یافته برابر با رابطه (۵) به‌دست می‌آید:

$$S_A(z) = \frac{U_{zA}(z)}{N_A^2(z)} = S_A(0) e^{z/H} + \frac{\beta H}{f_0^2} (e^{z/H} - 1) \quad (5)$$

که در آن، $S_A(\infty)$ شیب سطوح هم‌آنژیپی تنظیم‌یافته در سطح زمین است که با استفاده از نمایه‌های تنظیم‌یافته $N_A^2(\infty)$ و $U_{zA}(\infty)$ محاسبه می‌شود. در پژوهش حاضر، نمایه باد به‌صورت اختیاری فرض و سپس نمایه $N_A^2(z)$ با استفاده از رابطه (۵) محاسبه می‌شود. یکی از موارد

تندی فاز است. شیو نصف‌النهاری تاوایی پتانسیلی حالت پایه به‌صورت زیر است:

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - e^{z/H} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} e^{-z/H} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (2)$$

در عرض‌های میانی، $\partial^2 U / \partial y^2$ سهم چندانی در شیو نصف‌النهاری تاوایی پتانسیلی حالت پایه ندارد (فوملر، ۱۹۸۲) و اندازه این جمله در عرض میانی در ماه ژانویه 0.037β است (استون و نمت، ۱۹۹۶). به این علت و نیز برای تمرکز بر اثر ناپایداری کژفشار، در ادامه از این عبارت صرف‌نظر می‌شود. شرط رخداد ناپایداری $C_i \neq 0$ است و هنگامی اتفاق می‌افتد که جمله داخل کروشه در معادله (۱) تغییر علامت دهد. با عملی شدن فرایند تنظیم کژفشار، قسمت موهومی تندی فاز صفر می‌شود (گوتائوسکی، ۱۹۸۵؛ گوتائوسکی و همکاران، ۱۹۸۹). بنابراین در معادله (۱) ضریب C_i باید مخالف صفر باشد. با توجه به غیرصفر بودن Q_y (شیو تاوایی پتانسیلی به‌طور معمول مثبت است)، در حالتی که جمله مرزی در معادله (۱) حذف و تاوایی پتانسیلی حالت پایه نیز تا ارتفاع تنظیم‌یافته بزرگ‌تر از صفر شود، تنظیم کژفشار برقرار می‌شود. با این شرایط، جمله داخل براکت در معادله (۱) دیگر تغییر علامت نمی‌دهد و قسمت موهومی تندی فاز، صفر می‌شود. جمله مرزی در سطح زمین را می‌توان با صفر قرار دادن $\partial U / \partial z$ ، به بی‌نهایت میل دادن بسامد شناوری و یا ترکیبی از این دو حذف کرد.

بی‌نهایت شدن بسامد شناوری در سطح زمین سبب می‌شود که حالت پایه با میانگین مداری و زمانی مشاهده شده جو واقعی تفاوت زیادی داشته باشد. برای رسیدن به ساختاری واقعی‌تر برای حالت پایه، گوتائوسکی (۱۹۸۵) مقادیر بزرگ N^2 را در سطح زمین در نظر گرفت و فرض کرد که ناپایداری ایجاد شده با اصطکاک و فعالیت پیچکی در سطح زمین حذف می‌شود. گوتائوسکی و همکاران (۱۹۸۹) جمله مرزی در معادله (۱) را با افزودن

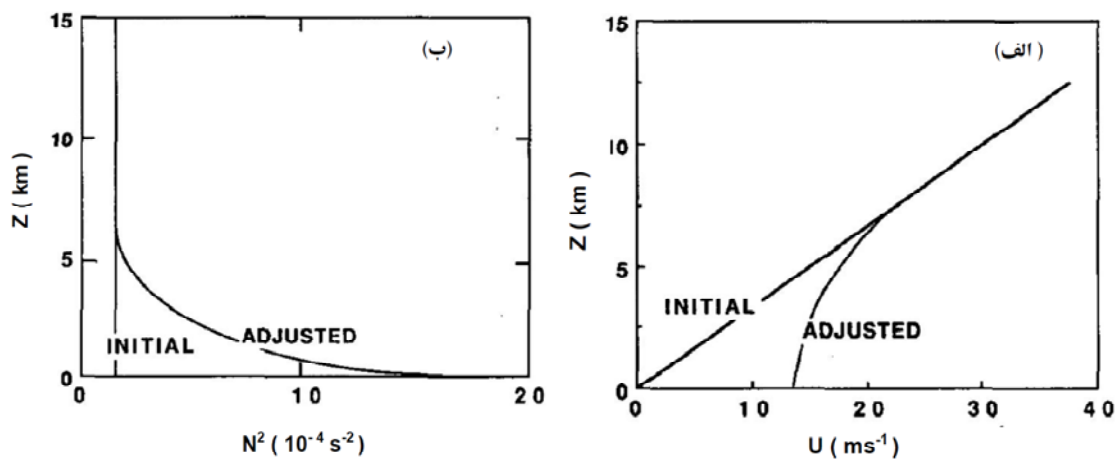
دارد.

در رابطه (۵)، بسامد شناوری تنظیم یافته به $N^2(0)$ بستگی دارد و با افزایش مقدار بسامد شناوری در سطح زمین ثابت b کاهش می یابد. در شکل ۳ کاهش ضریب b با افزایش $N^2(0)$ نشان داده شده است. با فرض نمایه مربعی سرعت باد مداری به صورت زیر رابطه (۶) نوشته می شود (محمدی و محب الحجه، ۱۳۹۱):

$$U(z) = a \left(-\frac{z^2}{2h} + z \right), \quad \frac{\partial U}{\partial z} = a \left(-\frac{z}{h} + 1 \right) \quad (6)$$

که در آن، h ارتفاع تراز باد بیشینه است. با تغییر مقدار a (چینش باد)، مقدار b نیز تغییر می کند. با افزایش a ، مقدار b نیز افزایش می یابد. برای مثال در شکل ۵، تغییرات عدد b در نمایه های مربعی سرعت باد مداری نسبت به ارتفاع که در آنها تراز باد بیشینه در دو تراز ۳۰۰ و ۱۵ km قرار گرفته، برای دو مقدار a برابر ۰/۰۰۸ و ۰/۰۰۲ نشان داده شده است. بنابراین می توان اثر بسامد شناوری تنظیم یافته را با تابع نمایی، تقریب زد و اثر آن را در رشد امواج یا رخداد حالت خنثی بررسی کرد.

غیرواقعی در مدل های تنظیم کز فشار، مقادیر بزرگ $N_A^2(0)$ و به موجب آن، صفر شدن $S_A(0)$ است. با در نظر گرفتن مرز زیرین، دیگر الزامی به صفر شدن $S_A(0)$ نیست و می توان آن را با $S(0)$ (مقادیر واقعی شیب سطوح هم آنتروپی در سطح زمین) جایگزین کرد. نمایه $N^2(z)$ درحکم تقریبی از نمایه واقعی بسامد شناوری در شکل ۲-ب با استفاده از نمایه قائم مربعی دما رسم شده است (خط چین مشکی در شکل ۲). علت انتخاب نمایه قائم مربعی دما الف) کاهش دما با ارتفاع در ورود سپهر، ب) کمینه دما در وردایست و ج) افزایش دما با ارتفاع در پوشش سپهر است. براساس رابطه (۵)، مربع بسامد شناوری تابعی نمایی از ارتفاع است. پس می توان آن را با تابع $N_e^2(z) = N^2(0) e^{bz}$ تقریب زد و با تغییر مقدار ثابت b ، نمایه های گوناگون بسامد شناوری را ایجاد کرد. در شکل ۲، نمایه های $N_e^2(z)$ به ازای $b = -2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ و $N^2(0) = 2.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ رسم شده است. مطابق شکل، تطابق خوبی بین نمایه تنظیم یافته بسامد شناوری (خط مشکی) و تابع نمایی $N_e^2(z) = 2.3 \times 10^{-4} e^{-2 \times 10^{-4} z} \text{ s}^{-2}$ (خط سرخ) وجود



شکل ۱. الف) نمایه تنظیم یافته چینش باد و ب) نمایه تنظیم یافته بسامد شناوری بنابر گوتائوسکی و همکاران (۱۹۸۹).

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\nabla^2 \psi + e^{z/H} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} e^{-z/H} \frac{\partial \psi}{\partial z}\right)\right) = 0 \quad (10)$$

برای حل معادله فوق، تابع زیر را به منزله جواب، جایگزین می‌کنیم:

$$\psi(x, y, z, t) = \phi(z) \exp[i(kx + ly - kct)] \quad (11)$$

که در آن، $\phi(z)$ تابع ساختار قائم، k عدد موج در راستای مداری، l عدد موج در راستای نصف‌النهاری و c تندی فاز است. با قرار دادن جواب (۱۱) در معادله (۱۰) رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \quad (12)$$

$$\left(-K^2 \phi + e^{z/H} \frac{d}{dz} \left(\frac{f_0^2}{N^2} e^{-z/H} \frac{d\phi}{dz}\right)\right) = 0$$

که در آن، $K^2 = (k^2 + l^2)$ و با در نظر گرفتن تغییرات N^2 با ارتفاع معادله نهایی زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{1}{N^2} \frac{d^2 \phi}{dz^2} + \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{N^2}\right) \frac{d\phi}{dz} - \frac{1}{H} \frac{1}{N^2} \frac{d\phi}{dz} - \frac{K^2}{f_0^2} \phi = 0 \quad (13)$$

عبارت $1/H$ ناشی از اثر چگالی است و اگر از تغییرات چگالی با ارتفاع صرف‌نظر کنیم ($H \rightarrow \infty$)، جمله $1/H$ از معادله (۱۳) حذف می‌شود. با جایگزین کردن بسامد شناوری با تابع $N_e^2(z) = N^2(0) e^{bz}$ رابطه (۱۴) به دست می‌آید.

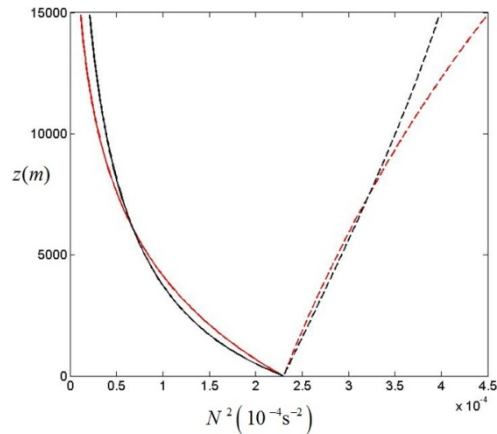
$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} - b \frac{d\phi}{dz} - \frac{K^2 N^2(0)}{f_0^2} e^{bz} \phi = 0 \quad (14)$$

با تغییر متغیر مستقل به صورت $z = \ln \chi / b$ ، معادله (۱۴) تبدیل به معادله (۱۵) می‌شود:

$$\chi^2 b^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial \chi^2} - n^2 \chi \phi = 0 \quad (15)$$

که در آن، $n^2 = (K^2 N^2(0)) / f_0^2$ است. حال می‌توان متغیرهای وابسته و مستقل در معادله بالا را به صورت $\omega = \phi \chi^{-1/2}$ و $\xi = (2in/b) \chi^{1/2}$ تغییر داد. معادله حاصل:

$$\xi^2 \frac{d^2 \omega}{d\xi^2} + \xi \frac{d\omega}{d\xi} + (\xi^2 - 1) \omega = 0 \quad (16)$$



شکل ۲. تابع نمایی بسامد شناوری برای $N^2(0) = 2.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ و $b = -2$ (خط سرخ)، نمایه تنظیم‌یافته بسامد شناوری برای $N^2(0) = 2.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ (خط مشکی)، تابع نمایی بسامد شناوری برای $N^2(0) = 2.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ و $b = 0.45$ (خط چین سرخ) و نمایه تنظیم‌یافته بسامد شناوری برای نمایه مربعی دما (خط چین مشکی).

۳ رشد امواج

معادله خطی شده تاوایی پتانسیلی زمین‌گردوار در دستگاه لگاریتم فشار به صورت زیر است:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) q + \frac{\partial Q}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

در اینجا $\partial Q / \partial y$ مطابق رابطه (۲) و تاوایی پتانسیلی پریشیدگی q به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$q = \nabla^2 \psi + e^{z/H} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} e^{-z/H} \frac{\partial \psi}{\partial z}\right) \quad (8)$$

در روابط (۷) و (۸)، ψ بخش پریشیده تابع جریان است. معادله انرژی ترمودینامیکی در نبود گرمایش دررو روی سطوح مرزی زیرین و زبرین که در آنها سرعت عمود بر مرز صفر است، به شکل زیر درمی‌آید:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad z = 0, z_{\text{top}} \quad (9)$$

در تنظیم کژ فشار با تغییر N^2 جمله $\partial Q / \partial y$ از معادله (۷) حذف و حاصل به صورت زیر درمی‌آید:

معادله بسل مرتبه اول است. جواب معادله‌های (۱۶)، (۱۵)

و (۱۴) به ترتیب زیر به دست می‌آید:

$$\omega = AJ_1(\xi) + BY_1(\xi) \quad (17)$$

$$\omega = \sqrt{\chi} \left(AJ_1 \left(\frac{2in}{b} \chi^{1/2} \right) + BY_1 \left(\frac{2in}{b} \chi^{1/2} \right) \right)$$

$$\phi = e^{bz/2} \left(AJ_1 \left(\frac{2in}{b} e^{bz/2} \right) + BY_1 \left(\frac{2in}{b} e^{bz/2} \right) \right)$$

در معادله (۱۷) J_1 و Y_1 تابع‌های بسل و نویمان مرتبه اول

(آبرامویتز و استگان، ۱۹۶۵) هستند:

$$J_p(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n!(n+p+1)!} \left(\frac{\xi}{2} \right)^{2n+p} \quad (18)$$

$$Y_p(\xi) = \frac{J_p(\xi) \cos(p\pi) - J_{-p}(\xi)}{\sin(p\pi)} = - \left(\frac{1}{2} \xi \right)^{-p} \sum_{k=0}^{p-1} \frac{(p-k-1)!}{k!} \left(\frac{1}{2} \xi \right)^k + \frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{1}{2} \xi \right) J_p(\xi) - \left(\frac{1}{2} \xi \right)^p \sum_{k=0}^{\infty} \frac{[\Omega(k+1) + \Omega(p+k+1)]}{k!(n+k)!} \left(\frac{1}{2} \xi \right)^k \quad (19)$$

$$\Omega(1) = -0.57721, \quad \Omega(n) = -0.57721 + \sum_{k=1}^{n-1} k^{-1}$$

که در آن، ثابت p مرتبه معادله بسل است. جواب معادله

(۱۷)، جواب نهایی معادله (۱۴) به‌ازای مقادیر مثبت b

است. با توجه به اینکه نمایه تنظیم‌کننده بسامد شناوری

به‌ازای مقادیر منفی b حاصل می‌شود، لازم است که

معادله (۱۳) به‌ازای $b \leq 0$ حل شود.

با فرض $b=0$ ، بسامد شناوری $N^2 = N^2(0) = a$ است و

معادله (۱۳) به شکل معادله (۲۰) تبدیل می‌شود:

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} - n^2 \phi = 0 \quad (20)$$

که دارای جواب کلی $\phi(z) = Ae^{nz} + Be^{-nz}$ است. مسئله

رشد امواج با فرض ثابت بودن بسامد شناوری را محمدی

و محب‌الحجه (۱۳۹۱) بررسی کرده‌اند. با فرض $b < 0$ و

$N_c^2(z) = N^2(0) e^{bz}$ به شکل زیر معادله (۲۱)

درمی‌آید:

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + b \frac{d\phi}{dz} - n^2 e^{bz} \phi = 0 \quad (21)$$

از حل معادله (۲۱) با رویه حل رابطه (۱۴)، معادله (۲۲)

به دست می‌آید:

$$\phi = e^{-bz/2} \left(AJ_{-1} \left(\frac{-2in}{b} e^{-bz/2} \right) + BY_{-1} \left(\frac{-2in}{b} e^{-bz/2} \right) \right) \quad (22)$$

با مقایسه رابطه‌های (۱۷) و (۲۲)، می‌توان جواب کلی زیر

را برای معادله (۱۳) به‌ازای مقادیر مثبت و منفی b نوشت:

$$\phi(z) = e^{bz/2} \left(AJ_{|b|/b} \left(\frac{2in}{b} e^{bz/2} \right) + BY_{|b|/b} \left(\frac{2in}{b} e^{bz/2} \right) \right) \quad (23)$$

در اولین مرحله، مسئله تنظیم کژ فشار با شرایط

ساده‌سازی مدل ایدی حل می‌شود تا مقایسه نتایج به دست

آمده با دیگر نظریه‌ها ممکن باشد. در ادامه، با برداشتن

شرط ثابت بودن تغییر سرعت باد مداری با ارتفاع، به

مقایسه نتایج پرداخته می‌شود.

مهم‌ترین ساده‌سازی به کار رفته در مدل ایدی در نظر

گرفتن مرز زیرین است. نتیجه این ساده‌سازی بی‌نهایت

شدن بسامد شناوری در پوشش سپهر است. در صورتی که در

واقعیت، در پوشش سپهر بسامد شناوری فقط چندین برابر

وردسپهر است. این تفاوت وجه تمایز اصلی بین نظریه

چارنی (۱۹۴۷) و مدل ایدی (۱۹۴۹) است. این موضوع

مورد توجه محققان زیادی قرار گرفته است که از جمله

مهم‌ترین آنها می‌توان به ریوست و همکاران (۱۹۹۲) و

بودی و همکاران (۲۰۰۲ و ۲۰۰۴) اشاره کرد.

ساده‌سازی‌های به کار رفته در مقاله حاضر عبارت‌اند از

الف) ثابت بودن چگالی با ارتفاع $(H \rightarrow \infty)$ ، ب) ثابت

بودن تغییر سرعت باد مداری با ارتفاع، ج) وجود مرز در

وردیست. در اینجا، با تنظیم بسامد شناوری شیو تاوایی

پتانسیلی پایه حذف و برای این کار مسئله در صفحه β

حل می‌شود.

جواب‌های (۱۷) و (۲۲) برحسب تابع‌های بسل و

حاصل می‌شود. نمایه باد در حل مسئله ناپایداری ایدی گونه فقط روی مرزها ظاهر می‌شود و در نواحی داخلی جو اثری از آن دیده نمی‌شود. با استفاده از رابطه (۶) برای نمایه مربعی، می‌توان نمایه‌های بسامد شناوری را محاسبه کرد. بدین ترتیب، نمایه باد به‌طور مستقیم در تعیین نمایه بسامد شناوری تنظیم‌یافته شرکت دارد. در ابتدای این مقاله، مسئله تنظیم کژفشار با فرض نمایه خطی برای سرعت باد مداری در حالت پایه حل شد. به‌منظور مطابقت دادن بیشتر مدل مورد بررسی با جو واقعی، می‌توان از نمایه مربعی باد مطابق رابطه (۶) استفاده کرد. در این صورت، چینش باد در مرز زیرین ضریبی از مقدار آن در مرز زیرین می‌شود. این ضریب را می‌توان به‌زای مقادیر گوناگون h حساب کرد:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=z_{\text{top}}} = \varepsilon \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad \varepsilon = -\frac{z_{\text{top}}}{h} + 1 \quad (28)$$

با فرض نمایه درجه دوم باد با ارتفاع، معادله انرژی روی مرز زیرین به‌صورت $c d\phi/dz + U_{z_0} \phi = 0$ درمی‌آید که در آن U_{z_0} چینش باد در مرز زیرین است. با قرار دادن جواب (۱۷) و مرتب کردن برحسب ضرایب A و B معادله (۲۹) به‌دست می‌آید:

$$(29)$$

$$A[cJ_1'(0) + U_{z_0}J_1(0)] + B[cY_1'(0) + U_{z_0}Y_1(0)] = 0$$

به همین ترتیب، معادله انرژی روی مرز زیرین $(U(z_{\text{top}}) - c) d\phi/dz - \varepsilon U_{z_0} \phi = 0$ بوده و با قرار دادن جواب (۱۷) و مرتب کردن برحسب ضرایب A و B معادله (۳۰) به‌دست می‌آید:

$$A\left[\left(U(z_{\text{top}}) - c\right)J_1'(z_{\text{top}}) - \varepsilon U_{z_0}J_1(z_{\text{top}})\right] + B\left[\left(\varepsilon U_{z_0} - c\right)Y_1'(z_{\text{top}}) - \varepsilon U_{z_0}Y_1(z_{\text{top}})\right] = 0 \quad (30)$$

شرط وجود جواب غیربدیهی، صفر بودن دترمینان ضرایب A و B است که منجر به معادله‌ای درجه دوم برای آن

نویمان هستند. بنابراین برای محاسبه مشتق تابع $\phi(z)$ در راستای قائم از خواص این تابع‌ها از رابطه (۲۴) استفاده می‌کنیم:

$$\frac{dJ_p(\xi)}{d\xi} = J_{p-1}(\xi) - \frac{p}{\xi}J_p(\xi), \quad \xi = \frac{2ni}{b}e^{bz/2} \quad (24)$$

رابطه‌های مشابهی نیز برای تابع نویمان وجود دارد. به علت طولانی بودن محاسبات مشتق تابع‌های بسل و نویمان از نمادهای $J_p'(x)$ و $Y_p'(x)$ برای نمایش مشتق این تابع‌ها در راستای قائم استفاده و از ساده‌سازی مشتقات خودداری می‌شود.

معادله انرژی (۹) روی مرز زیرین (سطح زمین) $c d\phi/dz + \Lambda\phi = 0$ است که با قرار دادن جواب (۱۷) و مرتب کردن برحسب ضرایب A و B معادله (۲۵) به‌دست می‌آید:

$$A[cJ_1'(0) + \Lambda J_1(0)] + B[cY_1'(0) + \Lambda Y_1(0)] = 0 \quad (25)$$

معادله انرژی روی مرز زیرین (وردایست با ارتفاع z_{top}) به‌صورت $(\Lambda z_{\text{top}} - c) d\phi/dz - \Lambda\phi = 0$ است که با قرار دادن جواب (۱۷) و مرتب کردن برحسب ضرایب A و B معادله (۲۶) به‌دست می‌آید:

$$A\left[\left(\Lambda z_{\text{top}} - c\right)J_1'(z_{\text{top}}) - \Lambda J_1(z_{\text{top}})\right] + B\left[\left(\Lambda z_{\text{top}} - c\right)Y_1'(z_{\text{top}}) - \Lambda Y_1(z_{\text{top}})\right] = 0 \quad (26)$$

به‌شرط وجود جواب غیر بدیهی، صفر بودن دترمینان ضرایب A و B است که منجر به معادله‌ای درجه دوم برای تندی فاز مختلط c با جواب زیر برای آن می‌شود:

$$\mu c^2 + \left[-\Lambda z_{\text{top}} \mu + \Lambda(\gamma_1 - \gamma_2)\right]c - \Lambda^2(z_{\text{top}}\gamma_1 - \lambda) = 0 \quad (27)$$

$$\lambda = \begin{vmatrix} J_1(z_{\text{top}}) & Y_1(z_{\text{top}}) \\ J_1(0) & Y_1(0) \end{vmatrix}, \quad \gamma_2 = \begin{vmatrix} J_1'(0) & Y_1'(0) \\ J_1(z_r) & Y_1(z_r) \end{vmatrix},$$

$$\gamma_1 = \begin{vmatrix} J_1'(z_{\text{top}}) & Y_1'(z_{\text{top}}) \\ J_1(0) & Y_1(0) \end{vmatrix}, \quad \mu = \begin{vmatrix} J_1'(z_{\text{top}}) & Y_1'(z_{\text{top}}) \\ J_1'(0) & Y_1'(0) \end{vmatrix}$$

جواب‌های رشد یابنده (ریشه‌های مختلط c) از مساوی صفر قرار دادن دلتای معادله درجه دوم (۲۷)

می‌شود:

$$\mu c^2 + [U(z_{\text{top}})\mu + U_z(0)\gamma_1 - \varepsilon U_z(0)\gamma_2]c + \quad (31)$$

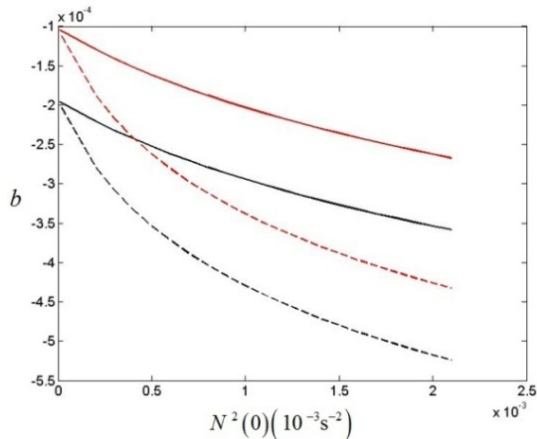
$$\varepsilon U_z(0)^2 z_{\text{top}} \lambda_2 - U(z_{\text{top}})U_z(0)\lambda_2 = 0$$

در مواردی که دلتای معادله فوق منفی باشد، امواج رشد می‌کنند.

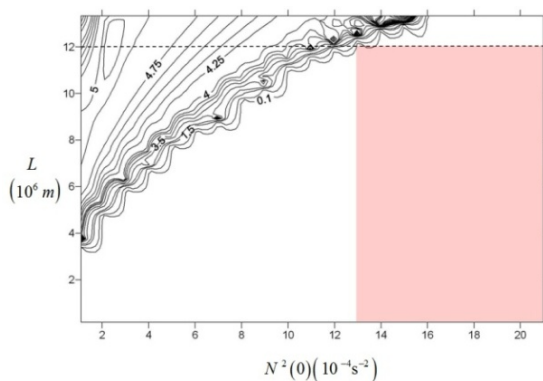
با حل رابطه (۳۱) می‌توان قسمت موهومی تندی فاز را برای نمایه مربعی باد به دست آورد. به منظور راستی‌آزمایی، مسئله مورد بررسی را با بسامد شناوری ثابت با ارتفاع حل می‌کنیم. در شکل ۴ قسمت موهومی تندی فاز در بازه طول موج‌ها و بسامدهای شناوری سطح با فرض ثابت بودن تغییرات بسامد شناوری تنظیم‌یافته نسبت به ارتفاع ($b = -0.1$) رسم شده است. مطابق این شکل در جایی که قسمت موهومی تندی فاز صفر است، با افزایش مقدار بسامد شناوری در سطح زمین طول موج آستانه رشد امواج نیز افزایش می‌یابد. برای مثال به ازای $N^2(0) > 12.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ در طول موج‌های کمتر از ۱۲۰۰۰ کیلومتر، قسمت موهومی تندی فاز صفر است. (بخش سرخ رنگ در شکل ۴) این مورد شامل رخداد تنظیم کژفشار برای طیف وسیعی از موج‌ها در جو است. لذا می‌توان گفت به ازای بسامدهای شناوری بزرگ در سطح، معمولاً تنظیم کژفشار رخ می‌دهد (گوتاوسکی، ۱۹۸۵؛ گوتاوسکی و همکاران، ۱۹۸۹).

در شکل ۵ اثر ضریب a (چینش باد) بر تنظیم کژفشار برای ارتفاع تراز باد بیشینه واقع در ۱۵ km نشان داده شده است. ضعیف بودن چینش باد ($a = 0.002$) باعث می‌شود تا قسمت موهومی تندی فاز در ناحیه‌ای وسیع از طول موج‌ها و بسامدهای شناوری سطح زمین صفر شود (شکل ۵-الف). ولی چنانچه چینش باد قوی‌تر شود ($a = 0.008$)، در طول موج‌های بین دو تا چهار هزار کیلومتر، ناپایداری و رشد امواج دیده می‌شود ($c_i \neq 0$). در نتیجه، مقدار چینش باد دارای

اثر زیادی بر رخداد تنظیم کژفشار است. درحالی‌که در چینش‌های ضعیف باد، تنظیم کژفشار رخ می‌دهد، با افزایش میزان چینش باد رخداد تنظیم کژفشار محدودتر می‌شود.

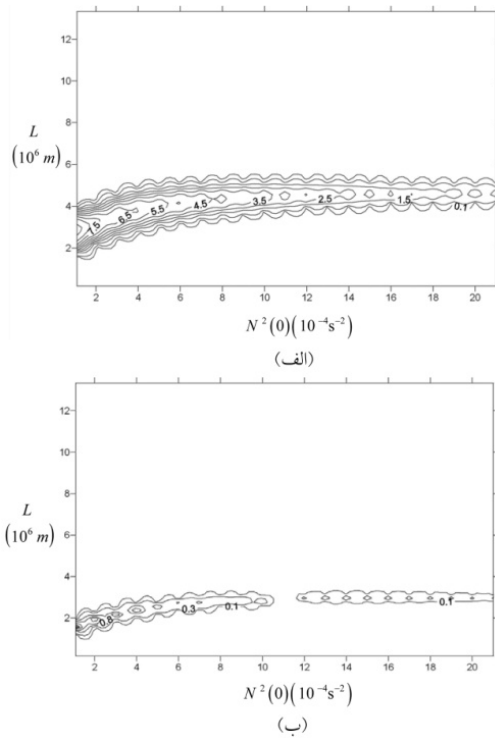


شکل ۳. تغییرات عدد b در نمایه مربعی سرعت باد مداری برحسب ارتفاع، ارتفاع تراز باد بیشینه برابر با ۳۰۰ کیلومتر و $a = 0.008$ (خط سرخ)، ارتفاع تراز باد بیشینه برابر با ۳۰۰ کیلومتر و $a = 0.002$ (خط چین سرخ)، ارتفاع تراز باد بیشینه برابر با ۱۵ کیلومتر و $a = 0.008$ (خط سیاه)، ارتفاع تراز باد بیشینه برابر با ۱۵ کیلومتر و $a = 0.002$ (خط چین مشکی).



شکل ۴. قسمت موهومی تندی فاز مختلط با فرض ثابت بودن بسامد شناوری با ارتفاع ($b = -0.1$). ناحیه سرخ نشان‌دهنده رخداد تنظیم کژفشار برای طول موج‌های کوچک‌تر از ۱۲۰۰۰ کیلومتر و $N^2(0) \geq 13 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ است.

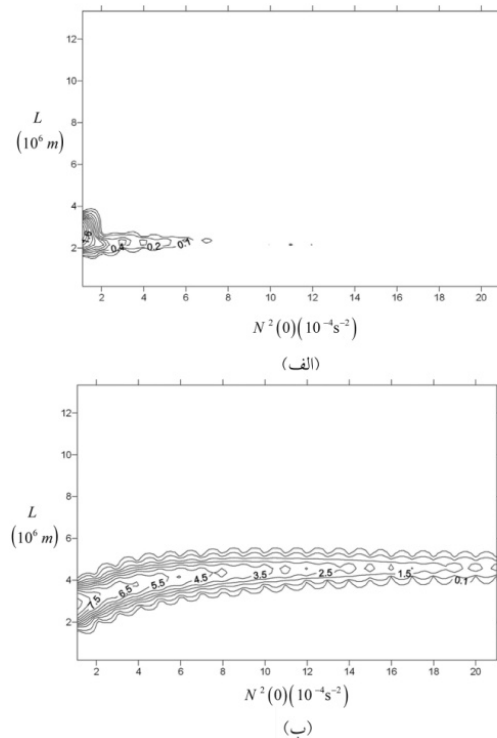
برای بررسی اثر اختلاف چینش باد روی مرزهای زیرین و زیرین، تراز باد بیشینه در شکل ۶ به ارتفاع فرضی



شکل ۶. قسمت موهومی تندى فاز به‌ازای $a=0.008$ و ارتفاع تراز باد بیشینه در (الف) ۳۰۰ کیلومتر و (ب) ۱۵ کیلومتر.

با کاهش تراز باد بیشینه، اختلاف بین چینش‌های باد بیشتر و میزان رشد کمتر می‌شود تا جایی که با بیشتر شدن مقدار اختلاف از مقدار آستانه، علی‌رغم هم‌علامت بودن چینش‌ها، ناپایداری رخ نمی‌دهد (محمدی و محب‌الحجه، ۱۳۹۱). بنابراین، به‌منظور نشان دادن اثر کاهش b بر تسریع فرایند تنظیم کژفشار، مسئله با فرض قرار گرفتن تراز باد بیشینه در ارتفاع ۱۵ km و مقدار b متعلق به تراز باد بیشینه در ارتفاع ۳۰۰ km حل شد. نتایج نشان می‌دهد که در واقع، رخداد فرایند تنظیم کژفشار تسریع می‌شود. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که کاهش ضریب b می‌تواند فرایند تنظیم کژفشار را تسریع کند (شکل ۶-ب). اما با افزایش اختلاف بین چینش باد در دو مرز (کاهش ارتفاع تراز باد بیشینه)، اثر کاهش b خنثی می‌شود به‌طوری که دیگر اثری بر رخداد تنظیم کژفشار ندارد.

۳۰۰ km برده شده است تا اختلاف چینش بسیار کوچک شود. به‌ازای این تراز باد بیشینه، مقدار b لازم برای حذف تاوایی پتانسیلی حالت پایه نسبت به حالتی که تراز باد بیشینه در ارتفاع ۱۵ km باشد، بیشتر است. این افزایش مقدار b باید سبب رشد موج شود و تنظیم کژفشار را محدود کند. ولی علی‌رغم این میزان تغییر b ، تغییر چندانی در قسمت موهومی تندى فاز دیده نمی‌شود و c_i از لحاظ اندازه و توزیع نسبت به بسامد شناوری سطح و طول موج تغییری نکرده است (به تفاوت اندک شکل‌های ۵-ب و ۶-الف توجه شود). رخداد این مورد نشان می‌دهد که با کاهش تراز باد بیشینه، مقدار b نیز کاهش می‌یابد و اثر کاهش ارتفاع تراز باد بیشینه را از بین می‌برد و قسمت موهومی تندى فاز در چینش‌های یکسان نسبت به ارتفاع تراز باد بیشینه پایستار است.



شکل ۵. قسمت موهومی تندى فاز به‌ازای ارتفاع تراز باد بیشینه برابر با ۱۵ کیلومتر و (الف) $a=0.002$ و (ب) $a=0.008$ در رابطه (۶) برای نمایه مربعی باد.

۴ فعالیت پیچکی

در اینجا با استفاده از پایداری تاوایی پتانسیلی و معادلات شبه‌زمین‌گرد، رفتار پیچک‌ها در تنظیم کژفشار مورد بررسی قرار می‌گیرد. معادله خطی شده تاوایی پتانسیلی به صورت معادله (۳۲) است:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + U \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial Q}{\partial y} = \sigma \quad (32)$$

که در آن، σ بخش پریشیده جمله تولید و میرایی پیچک‌ها و $\partial Q / \partial y$ و q مطابق با روابط (۲) و (۸) است. با ضرب بخش پریشیده تاوایی پتانسیلی (q) در معادله (۳۲) و متوسط‌گیری از معادله حاصل، رابطه (۳۳) به دست می‌آید:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\bar{v} q \frac{\partial Q}{\partial y} + \sigma \bar{q}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial y} = - \left(\frac{1}{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} - \sigma \bar{q} \right) / \bar{v} q$$

بر اساس معادله فوق با افزایش فعالیت پیچکی و در نتیجه شارپیچکی، می‌توان انتظار داشت که شیو نصف‌النهاری تاوایی پتانسیلی حالت پایه کاهش یابد (مورگان، ۱۹۹۵). راه دیگری برای محاسبه فعالیت پیچکی، استفاده از بردار شار الیاسن و پالم (۱۹۶۱) است:

$$\bar{v} q = \nabla \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\bar{u} v \mathbf{j} + \frac{f_0^2}{N^2} \overline{\psi_x \psi_z} \mathbf{k} \quad (34)$$

که در آن، \mathbf{E} بردار الیاسن و پالم و $v = \partial \psi / \partial x$ تابع جریان پریشیدگی است. از تاثیر عملگر واگرایی $\nabla \cdot$ بر بردار \mathbf{E} رابطه (۳۵) به دست می‌آید:

$$\bar{v} q = -\frac{\partial}{\partial y} \overline{uv} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \overline{\psi_x \psi_z} \right) \quad (35)$$

با قرار دادن $N_e^2(z) = N^2(0) e^{bz}$ در معادله فوق و مشتق‌گیری نسبت به z می‌توان شارپیچکی را به‌ازای مقادیر مثبت b به صورت:

$$\bar{v} q = -\frac{\partial}{\partial y} \overline{uv} + \frac{f_0^2}{N^2(0)} e^{-bz} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\psi_x \psi_z}) - \frac{f_0^2 b}{N^2(0)} e^{-bz} \overline{\psi_x \psi_z} \quad (36)$$

و به‌ازای مقادیر منفی b به صورت رابطه (۳۷) به دست آورد:

$$\bar{v} q = -\frac{\partial}{\partial y} \overline{uv} + \frac{f_0^2}{N^2(0)} e^{bz} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\psi_x \psi_z}) + \frac{f_0^2 b}{N^2(0)} e^{bz} \overline{\psi_x \psi_z} \quad (37)$$

چنانچه $b \rightarrow 0$ میل کند $N^2(0) \rightarrow N_e^2(z)$ ، شارپیچکی به صورت رابطه (۳۸) در می‌آید:

$$\bar{v} q = -\frac{\partial}{\partial y} \overline{uv} + \frac{f_0^2}{N^2(0)} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\psi_x \psi_z}) \quad (38)$$

حال مناسب است روابط (۳۶)، (۳۷) و (۳۸) در تراز ۶۰۰ هکتوپاسکال با یکدیگر مقایسه شوند. روی این تراز $z \approx 4000\text{m}$ ، $b \approx 1 \times 10^{-4}$ ، $e^{bz} \approx 1.4$ و $e^{-bz} \approx 0.7$ است. جمله اول سمت راست در معادلات (۳۶) و (۳۷) و (۳۸) یکسان و e^{-bz} در جمله دوم سمت راست در رابطه (۳۶) دارای مقدار ۰/۷ و e^{-bz} در رابطه (۳۷) دارای مقدار ۱/۴ است. در جمله سوم سمت راست معادله (۳۶)، e^{-bz} دارای مقدار ۰/۷- و e^{bz} در جمله سوم سمت راست رابطه (۳۷) دارای مقدار ۱/۴ و در (۳۸) صفر است. لذا به وضوح می‌توان دریافت که شارپیچکی به‌ازای مقادیر منفی b بیشینه و به‌ازای مقادیر مثبت b کمینه است. استون (۱۹۷۸) شارپیچکی در تراز ۶۰۰ هکتوپاسکال را محاسبه کرد و روشن ساخت که در ابتدای مرحله رشد امواج، مقدار شارپیچکی کمینه است و به تدریج با رشد امواج، شارپیچکی نیز افزایش می‌یابد و با رسیدن شارپیچکی به مقدار بیشینه، میرایی امواج نیز آغاز می‌شود. با توجه به مطالب ذکر شده و مقایسه با کار استون (۱۹۷۸) می‌توان نتیجه گرفت مقادیر مثبت b متناظر با مرحله رشد امواج و مقادیر منفی b متناظر با میرایی امواج جو و فرایند تنظیم کژفشار است.

۵ نتیجه‌گیری

در این پژوهش همچون گوتاوسکی (۱۹۸۵)، گوتاوسکی و همکاران (۱۹۸۹)، هارنیک و لیندنز (۱۹۹۸)، بری و

چینش قوی باد از عوامل مهم رخداد ناپایداری است و می تواند اثرات تنظیم کننده دیگر عوامل را خنثی کند. برای نمایه مربعی باد، با کاهش تراز باد بیشینه اختلاف بین چینش باد روی مرزهای زیرین و زبرین افزایش می یابد. نشان داده شد که اثر افزایش اختلاف بین دو چینش را کاسته شدن از افت بسامد شناوری با ارتفاع جبران می کند به طوری که کاهش تراز باد بیشینه و تغییر حاصل در نمایه باد بر رخداد تنظیم کژفشار بی اثر است.

مراجع

- محمدی، ع. و محب الحجه، ع. ر.، ۱۳۹۱، اثر چینش باد در سطح زمین و وردایست بر ناپایداری کژفشار، م. ژئوفیزیک ایران، ۲، ۱۱۴-۱۲۷.
- Abramowitz, M. and Stegun, I. A., 1965, Handbook of mathematical functions, national bureau of standards, Applied Math, Series #55, Dover Publications, 1046 pp.
- Barry, L., Craig, G. C. and Thuburn, J., 2000, A GCM investigation into the nature of baroclinic adjustment, J. Atmos. Sci., **57**, 1141-1155.
- Bordi, I., Dell'Aquila, A. and Sutera, A., 2002, Formula for a baroclinic adjustment theory of climate, Tellus., **54A**, 260-272 (BDSS).
- Bordi, I., Dell'Aquila, A., Speranza, A. and Sutera, A., 2004, On the mid-latitude tropopause height and the orographic-baroclinic adjustment theory, Tellus, **56A**, 278-286.
- Charney, J. G. and Stern, M. E., 1962, On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere, J. Atmos. Sci., **19**, 159-172.
- Dell'Aquila, A., 2004, Midlatitude winter tropopause the observed state and a theory of baroclinic adjustment, PhD Thesis, University of Genoa, Genoa, 100 pp.
- Dell'Aquila, A., Ruti, P. M. and Sutera, A., 2007, Effects of the baroclinic adjustment on the tropopause in the NCEP-NCAR reanalysis, Climate Dyn, **28**, 325-332.
- Eady, E. T., 1949, Long waves and cyclone waves, Tellus, **1**, 33-52.
- Eliassen, A. and Palm, E., 1961, On the transfer of energy in stationary mountain waves, Geophys. Publ, **22**, 1-23.
- Fullmer, James W. A., 1982, Calculations of the

همکاران (۲۰۰۰) و بوردی و همکاران (۲۰۰۲، ۲۰۰۴)، رخداد تنظیم کژفشار متناظر با صفر شدن قسمت موهومی تندی فاز در نظر گرفته شده است. نکته متمایزکننده پژوهش عرضه شده از تحقیقات پیشین، در نظر گرفتن مرز زبرین و فرض بسامد شناوری نامتناهی در پوشش سپهر است. بوردی و همکاران (۲۰۰۲) مدل ایدی را با در نظر گرفتن بسامد شناوری متناهی در پوشش سپهر حل کرد و نشان داد که آستانه رشد امواج تغییر کرده است و طول موجی حدی که طول موج های بزرگ تر از آن پایدارند، به دست می آید. اثر مرز زبرین ناقص رشد امواج در طول موج آستانه نیست و فقط کیفیت آن را دستخوش تغییر می کند.

نکته حائز اهمیت در این مسئله، علاوه بر در نظر گرفتن مرز زبرین، حل به روش ایدی است. در این حالت، برای حذف شیو تاوایی پتانسیلی حالت پایه در فرایند تنظیم کژفشار لازم است که بسامد شناوری با ارتفاع کاهش یابد. حل مسئله با فرض ثابت بودن بسامد شناوری با ارتفاع نتایج شبیه به گوتائوسکی (۱۹۸۵) و گوتائوسکی و همکاران (۱۹۸۹) به دست می دهد و تنظیم کژفشار فقط به ازای مقادیر بزرگ بسامد شناوری در سطح زمین صورت می پذیرد. در این مقاله نشان داده شد با کاهش بسامد شناوری تنظیم یافته با ارتفاع، تنظیم کژفشار در چینش های ضعیف باد صورت می گیرد و افزایش چینش باد باعث رشد موج می شود و شرایط را برای رخداد تنظیم کژفشار سخت تر می کند. بنابراین در چرخندهای عرض های میانی، همراهی جریان جتی در وردسپهر زبرین در مرحله رشد امواج و تضعیف جریان جتی در مرحله میرایی امواج را می توان در این چارچوب درک کرد. رشد موج در حالی که بسامد شناوری با ارتفاع کاهش می یابد (بیشینه شار پیچکی) نشان دهنده آن است که چینش باد اثر قوی بر رشد موج دارد. بنابراین در شرایط عادی که چینش باد با ارتفاع کاهش نمی یابد،

- Rhines, P. B. and Young, W. R., 1982, Homogenization of potential vorticity in planetary gyres, *J. Fluid. Mech.*, **122**, 347-367.
- Rivest, C., Davis, C. A. and Farrell, B. F., 1992, Upper tropospheric synoptic scale waves, Part I: Maintenance as Eady normal modes, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2108-2119.
- Phillips, N. A., 1954, Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model, *Tellus*, **6**, 273-286.
- Pedlosky, J., 1964, The stability of currents in the atmosphere and the oceans, Part I, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 201-219.
- Stone, P. H., 1978, Baroclinic adjustment, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 561-571.
- Stone, P. H. and Nemet, B., 1996, Baroclinic adjustment: a comparison between theory, observations, and models, *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1663-1674.
- Sun, D. Z. and Lindzen, R. S., 1994, A PV view of the zonal mean distribution of temperature and wind in the extratropical troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 757-772.
- Vallis, G. K., 2006, *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*, Cambridge University Press, 770 pp.
- Quasi-Geostrophic potential vorticity gradient from climatological data, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1873-1877.
- Gutowski, W. J., 1985, Baroclinic adjustment and midlatitude temperature profiles, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1733-1745.
- Gutowski, W. J., Branscome, L. E. and Stewart, D. A., 1989, Mean flow adjustment during lifecycles of baroclinic waves, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1724-1737.
- Harnik, N. and Lindzen, R. S., 1998, The effect of basic-state potential vorticity gradients on the growth of baroclinic waves and the height of the tropopause, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 344-360.
- Holton, J. R., 2004, *An introduction to dynamic meteorology*, 4th ed., New York, Academic Press.
- Morgan, M. C., 1995, An observationally and dynamically determined basic state for the study of synoptic-scale waves, Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 123 pp.
- Lindzen, R. S., 1993, Baroclinic neutrality and the tropopause, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1148-1151.
- Lindzen, R. S. and Farrell, B., 1980, The role of polar regions in global climate and a new parametrization of global heat transport, *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 2064-2076.