

УДК 551.515

*Д.В. Кулямин^{1,2}, В.П. Дымников^{2,1}*¹ Московский физико-технический институт (государственный университет)² Институт вычислительной математики РАН

Моделирование квазидвухлетних колебаний зонального ветра в экваториальной стратосфере

В работе рассмотрена проблема моделирования квазидвухлетних колебаний (КДК) зональной скорости в экваториальной стратосфере. На основе малопараметрической совместной модели, объединяющей два различных механизма возбуждения КДК: через взаимодействие планетарных волн со средним течением на критических уровнях и через механизм обрушения гравитационных волн, исследована относительная роль волн разных масштабов в формировании периода колебаний зонального ветра. Исследованы условия, необходимые для воспроизведения КДК в моделях общей циркуляции.

Ключевые слова: моделирование квазидвухлетних колебаний (КДК), зональный ветер, экваториальная стратосфера, планетарные волны, гравитационные волны, общая циркуляция.

Начиная с шестидесятых годов прошлого столетия, когда появились первые наблюдения квазидвухлетних колебаний (КДК) зонального ветра в экваториальной стратосфере, число работ, посвящённых различным аспектам КДК, продолжает непрерывно расти. Это глобальное климатическое явление может быть описано как медленно распространяющиеся вниз западная и восточная фазы зонального ветра, сменяющие друг друга с периодом около 28 месяцев (такие колебания непосредственно наблюдаются в экваториальной зоне на высотах примерно 16–50 км). На рис. 1 приведён высотно-временной график распределения зонального ветра в экваториальной стратосфере, построенный по данным NCEP [1] за 8 лет. Рисунок наглядно демонстрирует суть явления (периодическую смену направления среднего зонального ветра в стратосфере) и его основные свойства: меняющийся период от 24 до 30 месяцев, медленное опускание разнонаправленных фаз скорости (скорость опускания в среднем составляет 1 км/месяц), зону распространения (на высотах в районе 60–10 Мб), величину амплитуды зональной скорости и её распределение (с максимумами около 30 м/с на высотах порядка 20–10 Мб).

В широтном направлении интенсивные КДК наблюдаются в узкой полосе около

экватора ($\approx 6^\circ$ на север и на юг). Распределение амплитуды колебаний скорости примерно симметрично относительно экватора и близко к нормальному распределению с максимумом на экваторе [2].

Подробный современный обзор всех аспектов КДК приведён в [3].

Несмотря на кажущуюся меридиональную локальность этого явления, имеются многочисленные сведения о воздействии КДК на глобальные климатические характеристики. Основной предполагаемый механизм воздействия КДК на динамику атмосферы связан с модуляцией переноса волновой активности во внутритропической стратосфере (в основном переноса стационарными волнами). Эта модуляция может стимулировать внезапные стратосферные потепления, однако анализ данных наблюдений показывает, что связь этих явлений неоднозначна [3–5]. Модуляцией осуществляется также взаимодействие КДК с другими низкочастотными процессами типа явления Эль-Ниньо, основное влияние которого проявляется в воздействии на амплитуды планетарных волн в тропосфере [3, 6, 7]. Анализ данных наблюдений показывает воздействие на КДК годового форсинга инсоляции, а также нелинейную синхронизацию квазидвухлетнего и годового циклов [3, 8, 9].

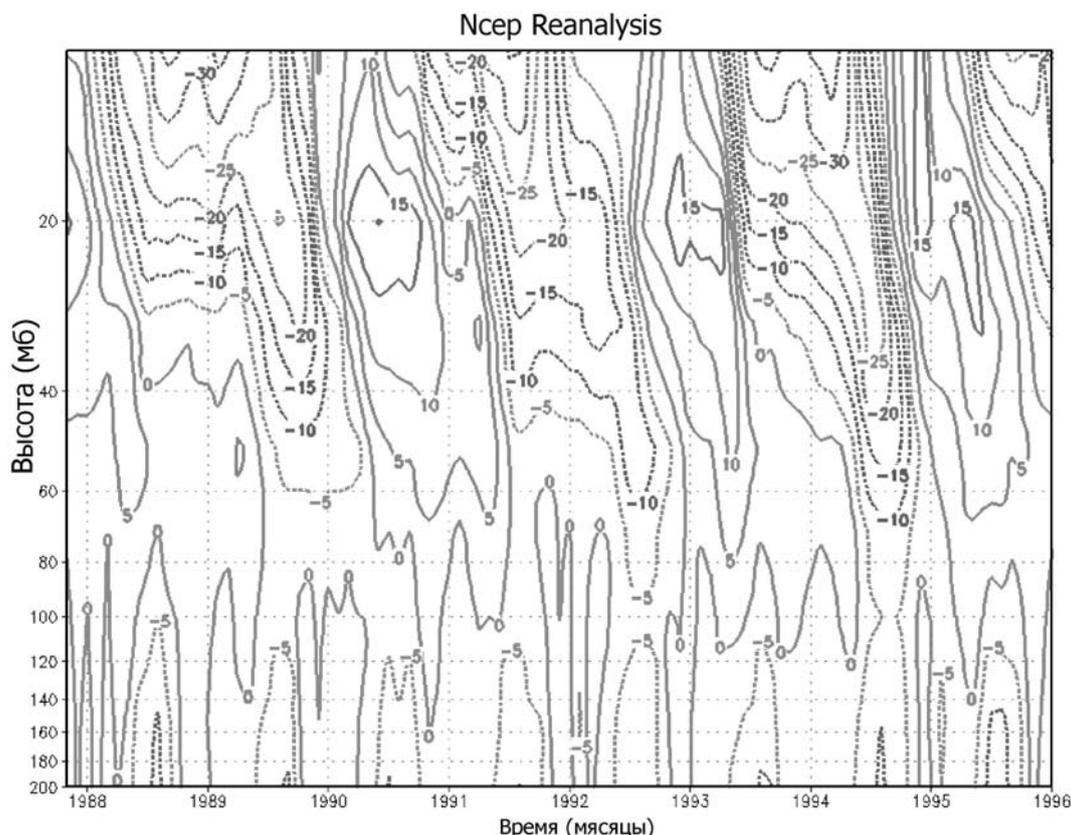


Рис. 1. Средний зональный ветер на экваторе по данным реанализа NCEP за 8 лет в высотной зоне от 110 до 10 Мб. Величина скорости приведена в м/с, изолинии проведены с интервалом 5 м/с, пунктиром выделены зоны западного ветра (отрицательное направление)

Следует отметить и региональные связи КДК с процессами в тропиках — например, длительностью сезонных дождей в тропиках и активностью тропических ураганов в Атлантике [10]. Поскольку КДК зонального ветра непосредственно связаны с аналогичными колебаниями температуры тропической стратосферы, то влияние КДК на генерацию озона в тропической стратосфере и его перенос к полюсам (через модуляцию динамических процессов в стратосфере) также представляется закономерным [11–13]. Аналогичные тенденции обнаружены в процессах переноса других атмосферных примесей, образующихся в результате различных антропогенных воздействий или вулканической активности [3, 14, 15]. Важной также представляется и связь КДК с углеродным циклом в атмосфере.

Несмотря на всю значимость КДК лишь немногие климатические модели в настоящее время способны воспроизводить это явление [3, 16, 17]. В частности, модель Института Макса Планка МАЕСНАМ5 с высоким вертикальным

разрешением достаточно реалистично воспроизводит КДК [18]. Причиной этому являются достаточно сложные и не до конца понятные механизмы формирования данного процесса. В настоящее время уже считается общепринятым, что в основе КДК зональной скорости в экваториальной стратосфере лежит нелинейное взаимодействие зонального потока и вертикально распространяющихся экваториальных волн.

Пионерские работы Холтона и Линдзена [19] показали, что основным носителем этого взаимодействия могут быть планетарные волны — смешанные Россби-гравитационные волны и волны Кельвина, однако, впоследствии было установлено, что энергии этих волн явно недостаточно и необходимо рассматривать весь спектр экваториальных волн вплоть до самых коротких гравитационных [3, 20]. Если механизм взаимодействия планетарных волн со средним потоком был осознан уже в самых первых работах — в основе этого механизма лежит взаимодействие волн и среднего потока на критических уровнях, где фазовая скорость волны равна скоро-

сти основного потока, то механизм взаимодействия коротких гравитационных волн со средним потоком до сих пор до конца неясен [20, 21].

Мы можем условно разбить все экваториальные волны на две группы. К первой группе отнесём крупномасштабные волны, такие, как экваториально захваченные волны Кельвина, смешанные Россби-гравитационные волны и длинные инерционно-гравитационные волны (их периоды примерно 1–5 дней, зональные длины более 1000 км). Ко второй группе отнесём мелкомасштабные гравитационные волны (с периодами $\ll 1$ суток, и зональными длинами волн примерно 10–1000 км). Как уже было упомянуто выше, несмотря на существенное отличие этих групп волн, их вклад в общее количество движения, передаваемое ими зональному потоку, фактически равноценен (см. [23]).

В ряде предшествующих работ (в частности, на основе малопараметрической модели Р. Пламба [22]) показано, что степень взаимодействия длинных экваториальных волн со средним течением, в основе которого лежит взаимодействие на критических уровнях, зависит от временного и пространственного разрешения соответствующей конечномерной аппроксимации. С математической точки зрения любая нелинейная модель, адекватно воспроизводящая КДК, должна порождать предельный цикл с периодом примерно 2 года в разумной области её параметров.

Поскольку в моделях общей циркуляции атмосферы с относительно грубым вертикальным разрешением реализовать механизм взаимодействия волн на критических уровнях едва ли возможно, то возникает вопрос — можно ли получить КДК, используя только параметризацию взаимодействия коротких гравитационных волн со средним потоком. На примере модели описания взаимодействия коротких гравитационных волн со средним потоком авторы использовали модель, предложенную К. Хинсом [23, 24], которая исторически использовалась при описании процессов взаимодействия гравитационных волн со средним потоком в средней атмосфере. Авторами данной работы ранее показано, что механизм обрушения коротких гравитационных волн самодостаточен для возбуждения колебаний зонального экваториаль-

ного ветра. Однако полученные зависимости периода и амплитуды колебаний зональной скорости от основных параметров модели показали, что получение картины, близкой к реальным КДК, возможно только в очень узком диапазоне параметров, что делает маловероятным утверждение, что этот механизм является ведущим в формировании КДК с реальными характеристиками (это утверждение относится также и к проблеме моделирования КДК с помощью модели общей циркуляции атмосферы).

Следующая задача состоит в исследовании относительной роли экваториальных волн разных масштабов в формировании КДК. Представляет интерес вопрос о том, какие именно волны определяют основные характеристики КДК зональной скорости в атмосфере и какой вклад вносят остальные волны. С этой целью на обобщённой модели взаимодействия коротких и длинных волн со средним течением проведено исследование совместного действия описанных механизмов возбуждения КДК и в данной работе представлены его результаты.

Поскольку при определённом выборе параметров описанные выше механизмы охватывают весь спектр экваториальных волн, в обобщённой модели возможно реалистично описать взаимодействие экваториальных волн со средним потоком и на его основе попытаться реализовать КДК с необходимыми характеристиками. Поскольку методы исследования механизмов взаимодействия длинных и коротких гравитационных волн позволяют рассматривать процесс возбуждения КДК на базе одномерных моделей, для реализации их совместного действия использовалась совместная модель эволюции зональной скорости ветра на экваторе.

Взаимодействие основного потока с длинными волнами на экваторе описывается уравнениями двумерной (x, z) вязкой жидкости в приближении Буссинеска в поле силы тяжести с термическим выхолаживанием. Двумерную структуру движения будем рассматривать в терминах функции потока ψ с вертикальной координатой z и горизонтальной координатой x (в этих величинах горизонтальная компонента скорости $u = -\partial\psi/\partial z$, а вертикальная компонента $w = \partial\psi/\partial x$). Введём следующие

обозначения: $\sigma = -g\partial\rho/\rho$ — плавучесть и $N = -(g/\rho)\partial\rho/\partial z$ — частота плавучести, μ — коэффициент вязкости, и ν — термический коэффициент Ньютоновского выходаживания. В данных терминах движение можно описать уравнением вихря и уравнением для плавучести:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta\psi) + \frac{\partial\sigma}{\partial x} - \mu(\Delta^2\psi) = J(\psi, \Delta\psi),$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} - N^2\frac{\partial\psi}{\partial x} + \nu\sigma = J(\psi, \sigma).$$

В этой системе якобиан определяется как

$$J(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{\partial\varphi_1}{\partial x} \frac{\partial\varphi_2}{\partial z} - \frac{\partial\varphi_1}{\partial z} \frac{\partial\varphi_2}{\partial x},$$

лапласиан

$$\Delta\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}.$$

Движение делится на две составляющие: среднее значение и флуктуации: $\psi = \bar{\psi} + \psi'$, где усреднение берется по горизонтальной координате (эта компонента и определяет зональный поток).

Следуя модели Р. Пламба [22], вводится ряд геофизических приближений, исходя из которых в системе для флуктуационной компоненты предполагается существование решения вида

$$\psi'_n = \text{Re}(\bar{\psi}_n e^{ik_n(x-c_nt)}).$$

Эти решения задают волновой спектр, где k_n — волновые числа, c_n — фазовые скорости (в горизонтальном направлении), предполагается, что волны распространяются от заданного источника вертикально вверх. Используя ВКБ приближение, в работе [25] получена зависимость от высоты усреднённого потока количества движения, передаваемого среднему потоку от одной волны.

$$\begin{aligned} \bar{F}_n(z) &= \rho \langle \overline{u'_n w'_n} \rangle = \\ &= \rho \bar{F}_n(0) \exp\left(-s \int_0^z \frac{Nv}{k_n(\bar{u} - c_n)^2} dz'\right), \end{aligned}$$

где s — знак вертикальной компоненты групповой скорости (для нашей модели $s = +1$, поскольку нас интересуют волны, идущие вертикально вверх). Эта величина определяет эволюцию зонально-усреднённой компоненты скорости \bar{u} . Основное

уравнение, используемое в расчётах, имеет вид

$$\frac{\partial\bar{u}}{\partial t} - \mu \frac{\partial^2\bar{u}}{\partial z^2} = -\frac{1}{\rho} \sum_n \frac{\partial\bar{F}_n}{\partial z}.$$

Предполагалось, что в системе вертикально распространяются две крупномасштабные волны, являющиеся аналогами двух разнонаправленных длинных волн на экваторе (волна Кельвина и Россби-гравитационная волна).

Также предполагается, что динамика воздушного потока находится под действием гравитационно-волнового сопротивления, которое порождается обрушением коротких волн в верхних слоях атмосферы. Следуя второму разделу данной работы, влияние мелкомасштабных волн на динамику среднего течения описывалось с помощью параметризации К. Хинса [23, 24]. Действие обоих типов волн задается усреднённым потоком горизонтального импульса, передаваемого среднему течению.

Таким образом, уравнение для эволюции осреднённой компоненты зональной скорости имеет вид

$$\frac{\partial\bar{u}}{\partial t} - \mu \frac{\partial^2\bar{u}}{\partial z^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(F_{Plumb} + F_{Hines})}{\partial z}.$$

Здесь величины F_{Plumb} и F_{Hines} задают потоки количества движения от взаимодействия со средним течением длинных и коротких гравитационных волн соответственно. Эти потоки запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_{Plumb}(z) &= \rho(z) \sum_n F_n(z_0) \times \\ &\times \exp\left(-\int_0^z \frac{N(z')v}{k_n(\bar{u}(z') - c_n)^2} dz'\right), \\ F_{Hines}(z) &= \rho(z_0)\sigma(z_0)^2 hC \times \\ &\times (m_i C^+(z) - m_i C^-(z)). \end{aligned}$$

Вывод последнего соотношения требует детального описания и подробно разобран в работах [23, 24]. Отметим лишь, что $\sigma(z_0)$ — среднеквадратичное отклонение на уровне источника гравитационных волн, определяющее их энергию, h — постоянное горизонтальное волновое число, значение $m_i C(z)$ в каждом направлении для каждой высоты определяет максимальное волновое число начального спектра, при котором волна ещё не разрушается на этом уровне.

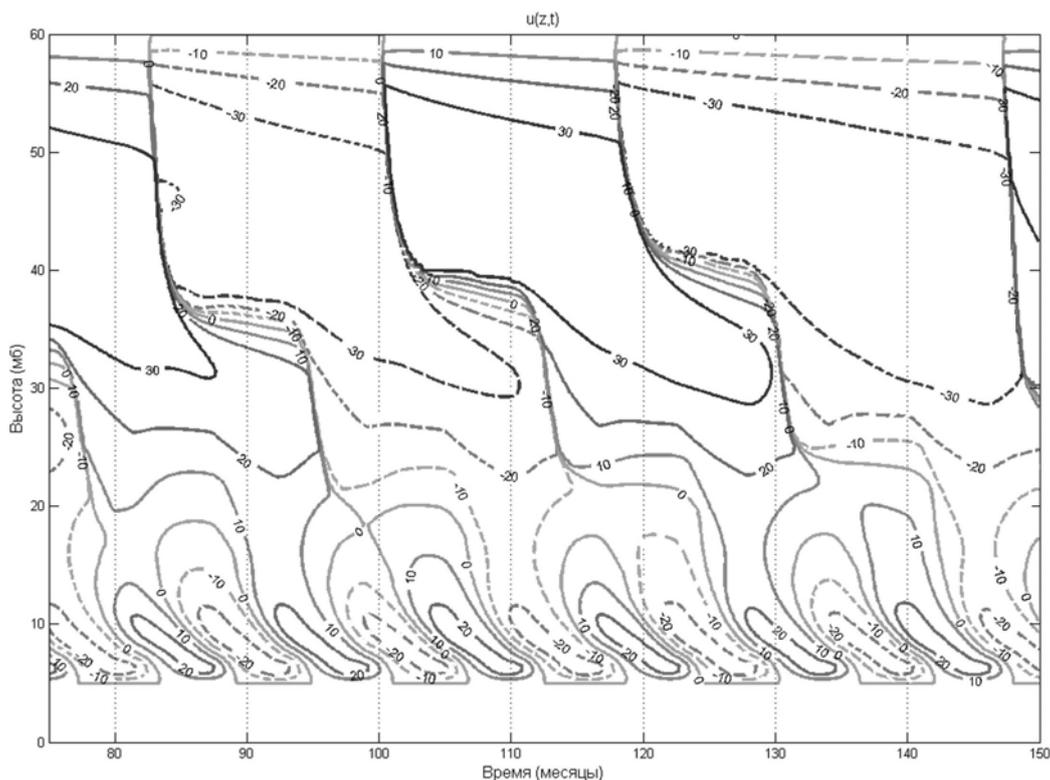


Рис. 2. Профиль зональной скорости, полученный численным решением совместной модели. Величина скорости приведена в м/с, изолинии проведены с интервалом 10 м/с, темным выделены зоны западного ветра (отрицательное направление)

При численном решении задачи рассматривалась область по z от 0 до 60 км, уровень источников z_0 выбирался одинаковым для обоих типов волн, что соответствует данным наблюдений, поскольку оба типа волн образуются в верхних слоях тропосферы в районе 8 км. Задавался стандартный экспоненциальный профиль плотности, из которого рассчитывалась частота плавучести. Для простоты будем считать зональную скорость на уровне источника волн нулевой: $u(z_0) = 0$. На верхней границе также примем $u(60) = 0$. Зададим поток гравитационных волн ниже уровня источника и на нём нулевым. На верхней границе атмосферы примем условие полного поглощения, $F_{Hines}(60) = 0$, то есть волны на границе не излучаются и не отражаются. В качестве начального условия во всех экспериментах использовался кусочно-линейный профиль скорости. Разностная аппроксимация строилась на равномерной сетке, как по времени, так и по пространству. В соответствии с результатами для модели Пламба, для всех экспериментов использовалось достаточно высокое вертикальное разрешение, чтобы реализовывалось взаимодействие на критических уровнях (шаг 0,5 км). Для аппрок-

симации по времени использовалась полунявная схема типа Кранка–Николсон, а по пространству — схемы с центральными разностями второго порядка точности. На каждом шаге по времени с применением стандартных квадратурных формул отдельно решались уравнения для определения потоков импульса от каждого типа волн, а затем рассчитывалась эволюция скорости из уравнения.

Основное взаимодействие длинных экваториальных волн с зональным потоком происходит в нижних слоях стратосферы. Поэтому максимум амплитуды колебаний, возбуждаемых этим механизмом, находится в нижней стратосфере. При этом, чем больше горизонтальное волновое число (то есть чем меньше масштаб волн), тем выше уровень этого максимума. Что касается механизма обрушения гравитационных волн, его основное воздействие на зональный поток происходит в верхней стратосфере. Колебания зональной скорости, возбуждаемые короткими гравитационными волнами, имеют максимальные амплитуды в верхних слоях.

На рис. 2 приведены результаты эксперимента, при котором величина начального потока импульса для длинных волн бы-

ла взята близкой к реальной (этой величины не хватает для установления КДК [3]). Как мы видим, взаимодействие длинных волн с зональным течением реализует свой цикл в нижних слоях. При этом происходит перераспределение потока от гравитационных волн вследствие изменения профиля средней скорости. Механизм возбуждения колебаний от гравитационно-волнового сопротивления также реализуется, но подстраиваясь под колебания в нижних слоях. Это подтверждает ряд других результатов численных экспериментов с различными параметрами модели. В данном случае имеет место модуляция колебаний в верхних областях стратосферы колебаниями на нижних слоях.

Увеличивая горизонтальное волновое число для длинных волн, можно совме-

стить области действия рассматриваемых механизмов. Для наглядной демонстрации модуляции длинными волнами колебаний, возбуждаемых короткими гравитационными волнами, на рис. 3 приведён результат численного эксперимента с более реальными не симметричными характеристиками длинных волн, где фазовая скорость восточной волны больше, при этом характеристики гравитационных волн оставались симметричными. Видно, что установился общий устойчивый несимметричный профиль колебаний. Исходя из результатов проведённых экспериментов с различными типами волн, можно заключить, что несимметричная меняющаяся структура КДК на разных высотах обусловлена длинными волнами, передающими максимальный поток в этих зонах.

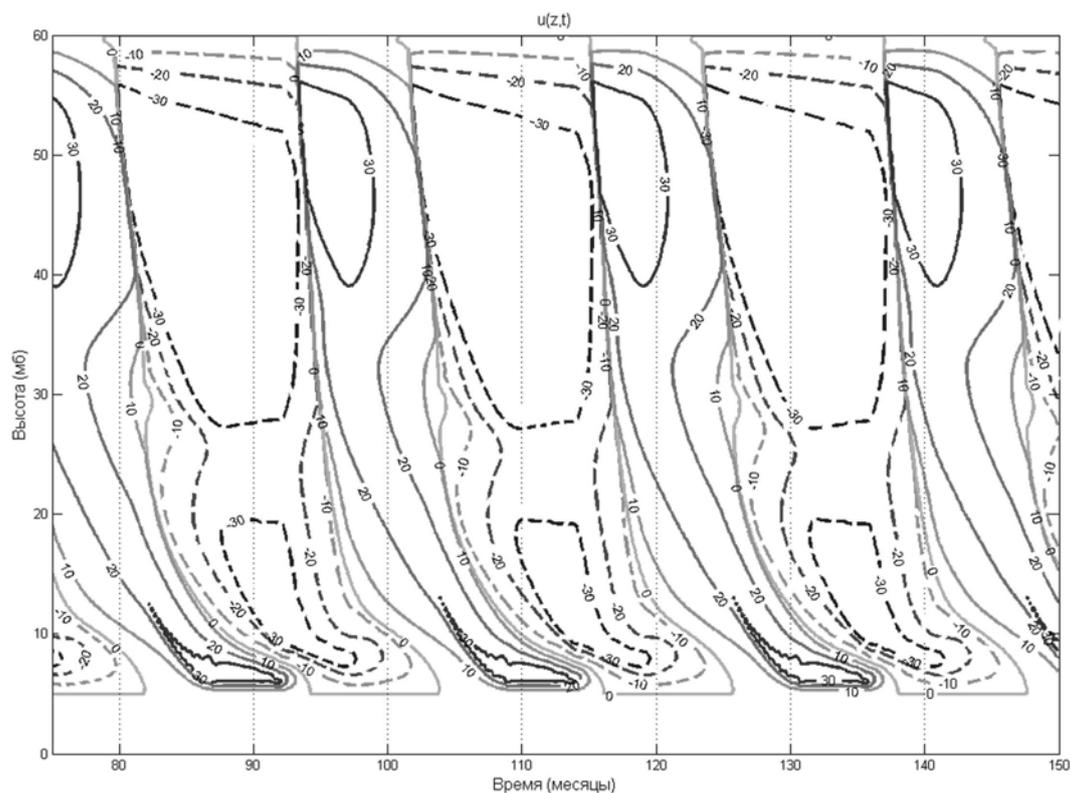


Рис. 3. Профиль зональной скорости, полученный численным решением совместной модели с теми же параметрами, что и для результата на рис. 2, но с несимметричными значениями фазовых скоростей и волновых чисел длинных волн. Величина скорости приведена в м/с, изолинии проведены с интервалом 10 м/с, темным выделены зоны западного ветра (отрицательное направление)

Можно также сделать вывод, что гравитационные волны играют второстепенную роль в формировании периода КДК, доставляя достаточное количество движения для его реализации в верхних слоях. Таким образом, важным результатом, полученным в данной работе, является то,

что ведущую роль в формировании периода и несимметрии восточной и западной фаз КДК играют планетарные волны, гравитационные же волны играют второстепенную роль, подкачивая недостающую энергию в колебательную систему. По-видимому, в данном случае имеет ме-

сто некий механизм синхронизации двух систем, однако это утверждение требует дальнейших тщательных исследований. Эти результаты являются совершенно новыми.

Отметим также, что при формировании колебаний зонального ветра в экваториальной стратосфере очень важную роль играют восходящие вертикальные движения. Экспериментально было проверено, что если восходящие движения становятся по порядку близкими к скорости опускания зоны смены фаз КДК, то предельный цикл в системе исчезает. Мы не стали приводить результаты этих экспериментов в силу их относительной очевидности.

Таким образом, из полученных результатов следует, что при относительно грубом вертикальном разрешении модели общей циркуляции атмосферы, мы в принципе можем получить колебания зонального ветра в экваториальной стратосфере (без описания взаимодействия планетарных волн с зональным потоком), однако, маловероятно, что характеристики этих колебаний будут близки к реальным. В условиях реальных вертикальных движений на экваторе и добавочной горизонтальной диссипации энергии необходимая энергия параметризуемых гравитационных волн должна быть высокой, при этом период колебаний будет по существу меньше двухлетнего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kistler R., et al.* The NCEP/NCAR 50-Year Reanalysis: Monthly Means CD-ROM and Documentation // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* — 2001. — V. 82, N. 2. — P. 247–266.
2. *Haynes P.H.* The latitudinal structure of the quasi-biennial oscillation // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* — 1998. — V. 124, N. 552. — P. 2645–2670.
3. *Baldwin M.P., et al.* The Quasi-Biennial Oscillation // *Rev. Geophysics.* — 2001. — V. 39, N. 2. — P. 179–229.
4. *Holton J.R., Tan H.C.* The influence of the equatorial Quasi-Biennial Oscillation on the global atmospheric circulation at 50mb // *J. Atmos. Sci.* — 1980. — V. 37, N. 10. — P. 2200–2208.
5. *Dunkerton T.J., Baldwin M.P.* Quasi-biennial modulation of planetary-wave fluxes in the Northern Hemisphere winter // *J. Atmos. Sci.* — 1991. — V. 48, N. 8. — P. 1043–1061.
6. *Gray W.M., Sheaffer J.D., Knaff J.A.* Influence of the stratospheric QBO on ENSO variability // *J. Meteorology. Soc. Japan.* — 1992. — V. 70, N. 5. — P. 975–995.
7. *Baldwin M.P., Dunkerton T.J.* Quasi-biennial modulations of the Southern Hemisphere stratospheric polar vortex // *Geophysics. Res. Lett.* — 1998. — V. 25, N. 17. — P. 3343–3346.
8. *Груздев А.Н., Безверхний В.А.* Многолетние вариации квазидвухлетней цикличности экваториального стратосферного ветра // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* — 1999. — Т. 35, № 6. — С. 773–785.
9. *Dunkerton T.J.* Annual variation of deseasonalized mean flow acceleration in the equatorial lower stratosphere // *J. Meteorol. Soc. Jpn.* — 1990. — V. 68, N. 3. — P. 499–508.
10. *Knaff J.A.* Evidence of a stratospheric QBO modulation of tropical convection // *Dep. of Atmos. Sci., Colo. State Univ., Fort Collins.* — 1993. — P. 520.
11. *Randel W.J., Wu F., Swinbank R., Nash J., O'Neill A.* Global QBO circulation derived from UKMO stratospheric analyses // *J. Atmos. Sci.* — 1999. — V. 56, N. 4. — P. 457–474.
12. *Holton J.R., Haynes P.H., McIntyre M.E., Douglass A.R., Hood R.B., Pfister L.* Stratosphere-troposphere exchange // *Rev. Geophysics.* — 1995. — V. 33, N. 4. — P. 403–439.
13. *Randel W.J., Cobb J.B.* Coherent variations of monthly mean column ozone and lower stratospheric temperature // *J. Geophysics. Res.* — 1994. — V. 99, N. D3. — P. 5433–5447.
14. *Jones D.B.A., Schneider H.R., McElroy M.B.* Effects of the quasi-biennial oscillation on the zonally averaged transport of tracers // *J. Geophysics. Res.* — 1998. — V. 103, N. D10. — P. 11,235–11,249.
15. *Trepte C.R., Hitchman M.H.* Tropical stratospheric circulation deduced from satellite aerosol data // *Nature.* — 1992. — N. 355. — P. 626–628.
16. *Boville B.A., Randel W.J.* Equatorial waves in a stratospheric GCM: Effects of

vertical resolution // *J. Atmos. Sci.* — 1992. — V. 49, N. 9. — P. 785–801.

17. *Hayashi Y., Golder D.G.* Kelvin and mixed Rossby-gravity waves appearing in the GFDL «SKYHI» general circulation model and the FGGE data set: Implications for their generation mechanism and role in the QBO // *J. Meteorol. Soc. Jpn.* — 1994. — V. 72, N. 5. — P. 901–935.

18. *Giorgetta, et al.* Climatology and forcing of the quasi-biennial oscillation in the MAECHAM5 model // *J. Climate.* — 2006. — V. 19, N. 16. — P. 3882–1901.

19. *Holton J.R., Lindzen R.S.* An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere // *J. Atmos. Sci.* — 1972. — V. 29, N. 6. — P. 1076–1080.

20. *Dunkerton T.J.* The role of gravity waves in the quasibiennial oscillation // *J. Geophysics. Res.* — 1997. — V. 102, N. D22. — P. 26,053–26,076.

21. *Dunkerton T.J.* Nonlinear propagation of zonal winds in an atmosphere with Newtonian cooling and equatorial wave driving // *J. Atmos. Sci.* — 1991. — V. 48, N. 2. — P. 236–263.

22. *Plumb R.A.* The Interaction of two internal waves with the mean flow: implications for the theory of the quasi-biennial oscillation // *J. Atmos. Sci.* — 1977. — V. 34, N. 12. — P. 1847–1858.

23. *Hines C.O.* Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1, Basic formulation // *J. Atm. Terr. Phys.* — 1997. — V. 59, N. 4. — P. 371–386.

24. *Hines C.O.* Doppler-spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere, Part 2, Broad and quasi-monochromatic spectra, and implementation // *J. Atm. Terr. Phys.* — 1997. — V. 59, N. 4. — P. 387–400.

Поступила в редакцию 31.12.2007.