

О ГЛОБАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ НА ИОНОСФЕРНЫХ УРОВНЯХ

А. И. Гвелесиани

Институт геофизики им. Михаила Нодиа, ТГУ

I. Влияние ионосферной плазмы на общую циркуляцию в верхней атмосфере.

II. Аналитическая модель

1. Необходимость существования общей циркуляции в ионосфере вытекает прежде всего из того факта, что ионосфера, как и нижняя атмосфера, является бароклинной средой. Из-за неравномерного нагревания ионосферы по широте от полюса к экватору образуются изобаро-изотермические солениды, обуславливающие возникновение крупномасштабной циркуляции в верхней атмосфере. Теоретические исследования и численные расчёты системы крупномасштабных ветров в ионосфере стали возможны после накопления систематизации данных наземных, ракетных и спутниковых измерений параметров верхней атмосферы. Более или менее полные сведения о результатах этих измерений и теоретических исследований содержатся в ряде монографий, специальных сборников и статей [1-26]. Однако в этих работах в основном ограничивались лишь анализом результатов численных расчётов и констатацией некоторых закономерностей течений системы ионосферных ветров без подробного теоретического анализа самих уравнений. В настоящем параграфе предпринимается попытка на основе аналитического рассмотрения уравнений движения предсказать некоторые закономерности режима общей циркуляции ветров на ионосферных уровнях с последующим подтверждением полученных теоретических результатов на основе численного решения уравнений движения с использованием известных эмпирических моделей ионосферы и нейтральной атмосферы [3, 10, 13, 14, 16].

2. Основное уравнение движения общей циркуляции нейтральной атмосферы с малой

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } P + \mathbf{g} + 2 \left[\mathbf{V}, \boldsymbol{\omega} \right] + 2 \left[\mathbf{V}, \boldsymbol{\Omega}_0 \right] - \lambda \mathbf{V}_\perp + \nu \Delta \mathbf{V}. \quad (1)$$

Для уравнения неразрывности вследствие дозвукового характера ветровых движений будем иметь:

$$\text{div } \mathbf{V} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{V} – скорость ветра нейтральной атмосферы, P, ρ, ν – соответственно, давление, плотность и вязкость атмосферы; \mathbf{g} – ускорение силы тяжести, $\boldsymbol{\omega}$ – угловая скорость вращения Земли, $\boldsymbol{\Omega}_0 = \sigma_2 (2\rho c^2)^{-1} H_0 \mathbf{u}$ – гироскопический коэффициент, $\lambda = \sigma_0 (2\rho c^2)^{-1} H_0^2 -$

коэффициент анизотропного трения, $\overset{\mathbf{u}}{H}_0$ – геомагнитное поле, σ_1 и σ_2 – соответственно поперечная и холловская проводимости [4], $\overset{\mathbf{u}}{V}_\perp = \overset{\mathbf{u}}{V} - (\overset{\mathbf{u}}{V}, \overset{\mathbf{u}}{H}) \overset{\mathbf{u}}{H}_0 / H_0^2$.

Из анализа данных крупномасштабных движений атмосферы на средних и высоких широтах в ионосфере следует, что существуют хорошо выраженные динамические системы, в которых движение в основном определяется горизонтальными градиентами давления или температуры [6-8]. При этом, как показывают наблюдения и теоретические оценки [1, 4], для таких движений в ионосфере существует квазиравновесие между силой барического градиента $\overset{\mathbf{u}}{G} = -(1/\rho)\nabla P$, силой Кориолиса $\overset{\mathbf{u}}{F}_k = 2\left[\overset{\mathbf{u}}{V}, \overset{\mathbf{u}}{\omega}\right]$ и электромагнитными эффектами $\overset{\mathbf{u}}{F} = -\lambda\overset{\mathbf{u}}{V}_\perp + 2\left[\overset{\mathbf{u}}{V}, \overset{\mathbf{u}}{\Omega}_0\right]$. Таким образом, для крупномасштабных движений типа общей циркуляции с большой степенью точности можно пользоваться следующими упрощёнными уравнениями движения [1]:

$$\lambda\overset{\mathbf{r}}{u}_\perp = \overset{\mathbf{r}}{G} + 2\Omega_1\left[\overset{\mathbf{r}}{u}, \overset{\mathbf{r}}{k}\right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad \text{Div}\overset{\mathbf{u}}{V} = 0, \quad (4)$$

где $\overset{\mathbf{r}}{u}_\perp = \overset{\mathbf{r}}{u} - (\overset{\mathbf{r}}{u}, \overset{\mathbf{r}}{H}_0) \overset{\mathbf{r}}{H}_0 / H_0^2$, $\overset{\mathbf{r}}{v} = v_x \overset{\mathbf{r}}{i} + v_y \overset{\mathbf{r}}{j}$ – горизонтальная скорость,

$\overset{\mathbf{u}}{G} = -\rho^{-1}\left[\frac{\partial P}{\partial x} \overset{\mathbf{r}}{i} + \frac{\partial P}{\partial y} \overset{\mathbf{r}}{j}\right]$ – горизонтальный барический градиент,

$\text{Div}\overset{\mathbf{r}}{v} = \partial v_x / \partial x + \partial v_y / \partial y$ – двумерная дивергенция скорости ветра,

$\Omega_1 = \omega \sin \varphi + \sigma_2 H_0 H_z / (2\rho c^2)$, $\lambda = \sigma_1 H_z^2 / (\rho c^2)$, $\overset{\mathbf{r}}{i}, \overset{\mathbf{r}}{j}, \overset{\mathbf{r}}{k}$ – орты осей x, y, z .

При $\overset{\mathbf{r}}{H}_0 \approx H_z \overset{\mathbf{r}}{k}$ вектор $\overset{\mathbf{r}}{u}_\perp = \overset{\mathbf{r}}{u}$; тогда, решая (3) относительно $\overset{\mathbf{r}}{u}$, получим:

$$\overset{\mathbf{r}}{u} = \frac{\lambda}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \overset{\mathbf{r}}{G} + \frac{2\Omega_1}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \left[\overset{\mathbf{r}}{G}, \overset{\mathbf{r}}{k}\right]. \quad (5)$$

Согласно (5), для крупномасштабных процессов скорость ветра непосредственно связана с распределением давления, и для изучения общей циркуляции в ионосфере, особенно в области F, целесообразно вместо поля скоростей ветра рассматривать распределение давления или температуры (так как в области F современные экспериментальные методы не позволяют получить достоверные сведения о скорости нейтрального ветра). Таким образом, задача общей циркуляции атмосферы может быть сведена к изучению соответствующих особенностей распределения давления или температуры на ионосферных уровнях.

3. Из выражения (5) видно, что скорость горизонтального ветра имеет как параллельную, так и перпендикулярную к барическому полю составляющие:

$$\overset{\mathbf{r}}{u}_\lambda = \frac{\lambda}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \overset{\mathbf{r}}{G}, \quad \overset{\mathbf{r}}{u}_g = \frac{2\Omega_1}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \left[\overset{\mathbf{r}}{G}, \overset{\mathbf{r}}{k}\right]. \quad (6)$$

Так как вектор $\overset{\mathbf{r}}{G}$ перпендикулярен к изобарам и направлен от большего давления к меньшему, то скорость $\overset{\mathbf{r}}{u}_\lambda$ также будет направлена поперёк изобар от большего давления к меньшему, а скорость $\overset{\mathbf{r}}{u}_g$ направлена вдоль изобар. Следовательно, один из эффектов анизотропного трения в ионосфере ($\overset{\mathbf{r}}{u}_\lambda \neq 0$) заключается в том, что оно вызывает организованный поток масс атмосферы от областей с высоким давлением к областям с низким давлением (рис. 1 и 2). Как показано ниже, эти особенности ионосферной среды приводят к тому, что крупномасштабные движения типа общей циркуляции в

ионосфере должны иметь области дивергенции и конвергенции, сопровождающиеся нисходящими и восходящими течениями (рис. 1 и 2). Из уравнений (3) – (5) для элементов общей циркуляции получаются следующие простые формулы для вертикальной составляющей вихря, двумерной дивергенции скорости и вертикальной составляющей скорости ветра

$$\Omega_z = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{2\Omega_1}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \frac{1}{\rho} \Delta P, \quad (7)$$

$$Div \mathbf{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{\lambda}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \frac{1}{\rho} \Delta P, \quad (8)$$

$$v_z = \frac{\lambda}{\lambda^2 + 4\Omega_1^2} \int_0^z \frac{\Delta P}{\rho} dz. \quad (9)$$

Здесь оси x , y и z направлены соответственно на юг, запад и вертикально вверх и, для простоты, географические и геомагнитные координаты совмещаются

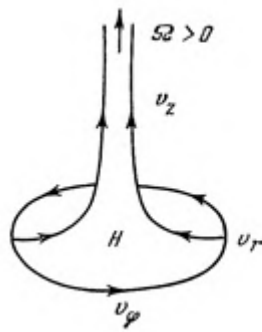


Рис. 1

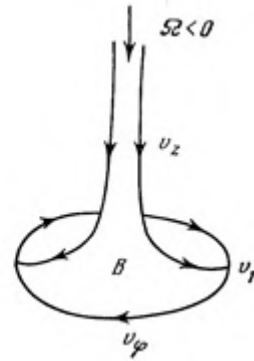


Рис.2

В нижней ионосфере (в области D) и в нижней части области E) выполняется условие $\Omega_1 = \lambda$ и вместо (7) – (9) имеем:

$$\Omega_z = \frac{1}{2\Omega_1} \Delta P, \quad Div \mathbf{v} = 0, \quad v_z = 0. \quad (10)$$

Таким образом, в этой области ионосферы общая циркуляция двумерная ($v_z = 0$, горизонтальная) и вихревая ($\Omega_z \neq 0$), в которой отсутствуют области дивергенции и конвергенции. Ветер здесь в основном геострофический, т. е. направлен вдоль изобар. В случае замкнутых изобар будут образовываться плоские вихри с малой вертикальной протяжённостью и отличной от нуля лишь вращательной скоростью $v_\varphi \neq 0$. При этом в случае низкого давления в центре изобар ($\Delta P > 0$), согласно (10), в северном полушарии ($\Omega_1 > 0$) вихрь будет положительным, т. е. ветер вращается вдоль изобар против часовой стрелки (циклон), а в случае высокого давления ($\Delta P < 0$) вращение будет происходить по часовой стрелке (антициклон). Существование таких плоских вихрей в области D и в нижней части области E подтверждается экспериментальными измерениями [1, 5]. Картина общей циркуляции при наличии основного меридионального градиента давления ($-\rho^{-1} \partial P / \partial x$), возникающего из-за неравномерного нагрева от полюса к экватору, будет чисто зональной. При наличии горизонтального градиента давления вследствие солнечного вздутия ионосферы [6, 8, 5] в нижней ионосфере происходит перетекание воздуха с её дневной стороны на ночную сторону через полюс, без наличия особых областей схождения и расхождения скорости

ветра. Справедливость этих общих выводов относительно крупномасштабной циркуляции для нижней ионосферы подтверждается численными расчётами [9, 10, 18]. Для областей ионосферы выше ~200 км имеет место условие $\Omega_1 = \lambda$, и формулы (7)-(9) принимают вид:

$$\Omega_{\varphi} = 0, \quad \text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} = -\frac{1}{\rho \lambda} \Delta P, \quad v_z = \frac{1}{\lambda} \int \frac{\Delta P}{\rho} dz. \quad (11)$$

Отсюда следует, что в верхней ионосфере общая циркуляция должна быть трёхмерной и безвихревой, в которой должны существовать области конвергенции ($\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} > 0$). Здесь в общем случае возможно вращательное безвихревое движение.

В переходной области (верхняя часть области E и нижняя F -область), где параметры Ω_1 и λ сравнимы между собой, согласно формулам (7)-(9) движение должно быть трёхмерным и потенциально-вихревым. При этом в случае низкого давления в центре изобар (циклон) $\Delta P > 0$ и, согласно (7), вихрь положителен, т. е. в северном полушарии движение совершается против часовой стрелки ($v_{\varphi} > 0$). Тогда из (8) следует, что $\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} < 0$, т. е. имеет место приток воздуха к центру и создаётся область конвергенции и порождается радиальная скорость v_r , направленная к центру. В этом случае, согласно (9), создаются восходящие движения ($v_z > 0$) (рис. 1). Для антициклонических движений $\Delta P < 0$, т. е. максимум давления находится в центре изобар. Тогда, согласно (7), $\Omega_z < 0$, вихрь отрицателен и движение совершается по часовой стрелке ($v_{\varphi} < 0$). Из (8) следует, что $\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} > 0$; следовательно, имеет место растекание жидкости от центра вихря, или область дивергенции с радиальной скоростью v_r . Согласно (9), при этом будет иметь место нисходящее движение, $v_z < 0$ (рис. 2). Таким образом, анизотропное трение в ионосфере, подобно турбулентному трению в нижней тропосфере, порождает зоны дивергенции и конвергенции и радиальные и вертикальные составляющие скорости. Оценим вклад дивергенции и конвергенции в крупномасштабных процессах в ионосфере. Используя (7) и (8), получим

$$\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} \approx \left| \lambda \frac{\Omega_z}{\Omega_1} \right|. \quad (12)$$

Учитывая, что порядок крупномасштабного вихря в верхней ионосфере $\Omega_z \sim 10^{-1} \text{ c}^{-1}$, для умеренных широт $\Omega_1 \sim 10^{-1} \text{ c}^{-1}$, $\lambda \approx (N / N_m) v_{im}$, $v_{im} \approx 1$, $N / N_m \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$ [1, 4], из (12) получим:

$$\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} \approx 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ c}^{-1},$$

где N , N_m – концентрации ионов и нейтральных частиц; v_m – частота столкновений ионов с нейтральными частицами. Таким образом, в тех областях ионосферы, где электронно-ионная концентрация N будет возрастать, должны порождаться области дивергенции и конвергенции. Такие области, очевидно, должны наблюдаться в районе экватора, где существует экваториальная аномалия ионосферной плазмы [6], в полярных областях во время магнитных бурь (6) и т. д. Во всех других случаях $\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}}$ на порядок меньше по сравнению с вихрем Ω_z , и на глобальных схемах системы крупномасштабных ветров общей циркуляции они не заметны. В случае солнечного вздутия на глобальной картине общей циркуляции в приэкваториальной области должны наблюдаться зоны схождения и расхождения ветров ($\text{Div} \mathbf{v}^{\mathbf{r}} \neq 0$) и вращение ветров вокруг центра подсолнечной точки ($\Delta P < 0$) по часовой стрелке ($\Omega_z < 0$), сопровождающиеся нисходящими движениями ($v_z < 0$). В

следующем параграфе полученные теоретические выводы будут проиллюстрированы как на базе известных моделей, так и численными расчётами [18].

III. Влияние ионосферной плазмы на общую циркуляцию в ионосфере. Численная модель.

2.1. В предыдущем параграфе теоретически была показана возможность существования крупномасштабных вихрей в общей циркуляции атмосферы, обусловленных наличием горизонтальных градиентов давления, силы Кориолиса и электромагнитных сил в ионосфере. Выявлена существенная роль электромагнитных эффектов в общей циркуляции ветров в ионосфере на различных уровнях [22]. Для иллюстрации полученных выше выводов приводим результаты численных расчётов системы горизонтальных ветров в сферической системе координат. Для расчётов горизонтальных составляющих скоростей крупномасштабного ветра исходим из формул [4, 9]:

$$u = \left[\rho r (\Omega^2 + \lambda_{\perp 0} \lambda_{\perp}) \right]^{-1} \left[\Omega \partial P / \partial \theta - (\lambda_{\perp} / \sin \theta) \partial P / \partial \psi \right], \quad (1)$$

$$v = - \left[\rho r (\Omega^2 + \lambda_{\perp 0} \lambda_{\perp}) \right]^{-1} \left[\lambda_{\perp} \partial P / \partial \theta + (\Omega / \sin \theta) \partial P / \partial \psi \right], \quad (2)$$

где u , v – зональная и меридиональная составляющие скорости, ρ – плотность воздуха, r – расстояние от центра Земли до рассматриваемой точки, θ , ψ – соответственно дополнение широты и долготы, $\lambda_{\perp 0} = \sigma_1 H_0^2 / (\rho c^2)$, $\lambda_{\perp} = \sigma_1 H_z^2 / (\rho c^2)$, $\Omega = 2\omega_z - \sigma_2 H_0 H_z / (\rho c^2)$, $\omega_z = \omega \sin \varphi$,

$H_z = H_0 \cos \chi$, $H_0 = 0,5 H_p (1 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2}$, φ – широта, χ – широта, H_0 и H_p – значения H на широте φ и на полюсе. Расчёты u и v велись с использованием моделей [14, 21].

2.2. Из глобальной системы крупномасштабных ветров для лета северного полушария, полученной из системы уравнений (1)-(2) при условии, что плазма в ионосфере отсутствует, $N_i = 0$, [9] видно, что нейтральная атмосфера характеризуется областями с чисто зональной циркуляцией в интервале $0 \div 6$ ч и перетеканием ветров через полюс с утренней ионосферы на вечернюю. В согласии с приведёнными в [22] теоретическими выводами зоны дивергенции и конвергенции здесь не обнаруживаются. Картина ветров в южном полушарии симметрична с картиной в северном полушарии для летнего сезона и асимметрична для зимы. Как показывают расчёты, учёт ионизации при чисто зональной циркуляции, характерной для нижних слоёв ионосферы, из-за различия на 1,5 порядка между концентрациями плазмы в ночной и дневной ионосфере приводит к большим скоростям ветра в ночной ионосфере и к существенному погашению скоростей в дневной ионосфере для всех сезонов в обоих полушариях (рис. 1). На уровнях области F2 ионосферы получается картина ветров, на которой хорошо видны зоны расхождения и схождения ветров, обусловленных наличием большой поперечной составляющей к изобарам скорости нейтрального ветра ($u_{\lambda} \neq 0$). В частности, при равноденствии между 2 и 4 ч наблюдается схождение и расхождение между 14 и 16 ч вблизи экватора; летом область дивергенции находится между 12 и 16 ч, а зона конвергенции примерно одинакова с равноденственной зоной конвергенции. Кроме того, хорошо видны также области двух вихревых движений, начинающихся в областях дивергенции и заканчивающихся в областях конвергенции.

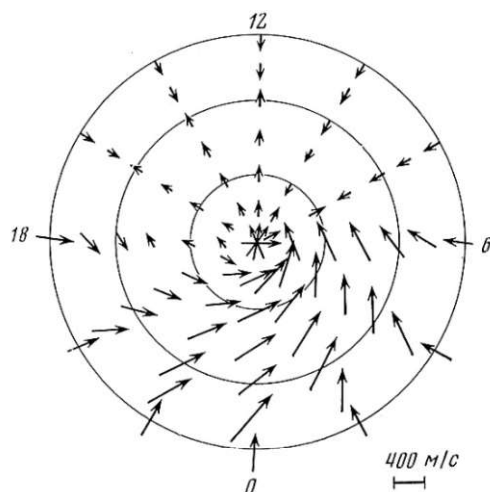


Рис. 1

2.3. Отмеченные вихревые движения и области схождения и расхождения ветров наиболее чётко проявляются на плоской картине глобальной системы горизонтальных крупномасштабных ветров. Здесь выделяются 4 крупномасштабных вихря циклонического и антициклонического характера между 0 и 6 ч и антициклонического и циклонического характера между 12 и 24 ч в северном и южном полушариях соответственно [10]. На рис. 2 и 3 представлена система ветров для толщи ионосферы от 90 до 400 км для полуденной летней и зимней ионосфер в обоих полушариях.

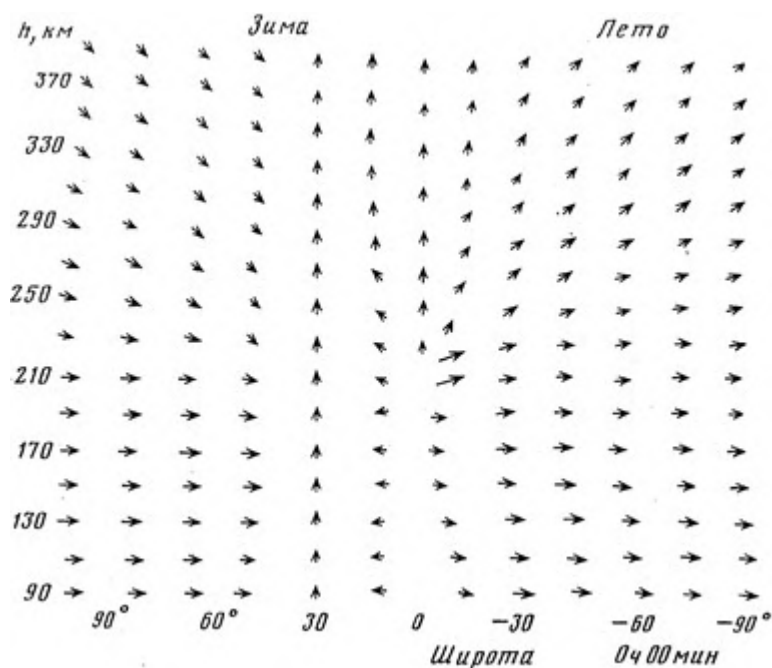


Рис. 2

На рис. 2, видны зоны: схождения ветров (между 15 и -15°), расхождения ветров (между -15 и -30°), схождения ветров (между -60 и -90°). На рис. 2 зона схождения ветров находится в зимнем северном полушарии между 45 и 15° , зона расхождения – между 15 и -15° . Кроме того, наблюдаются большие вихри, охватывающие область ионосферы выше 210 км, где происходит нарушение геострофичности ветра. Отметим, что в случае равноденствия зоны схождения и расхождения ветров не обнаруживались; нарушение геострофичности в полночь также выше 210 км. В дневной ионосфере вертикальный масштаб вихревых движений возрастает дважды, так как в этом случае нарушение геострофичности ветра происходит в более низких слоях (выше 100 км)

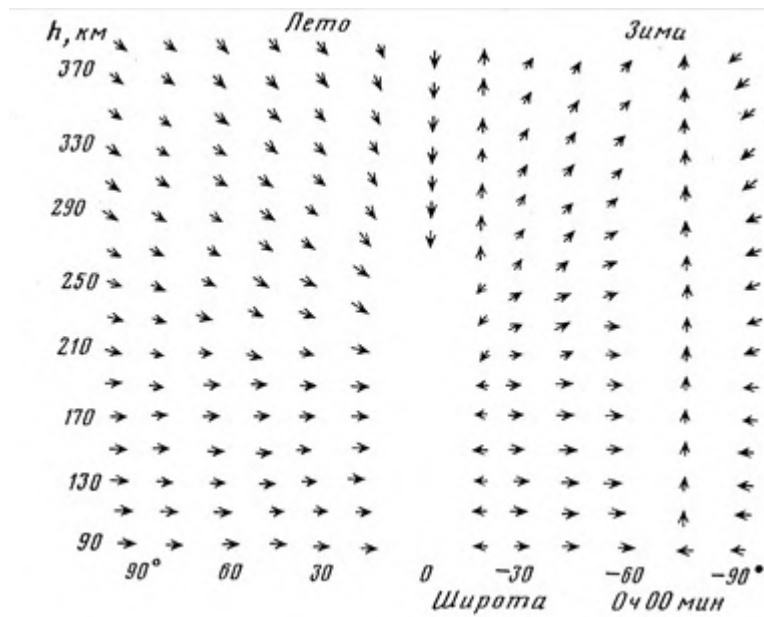


Рис. 3

2.4. Чтобы наглядно представить, к каким особенностям приводят зоны вихревых образований и схождения и расхождения ветров, построим для ночной ионосферы системы ветров для $h \geq 400$ км и для $h < 210$ км (рис. 4).

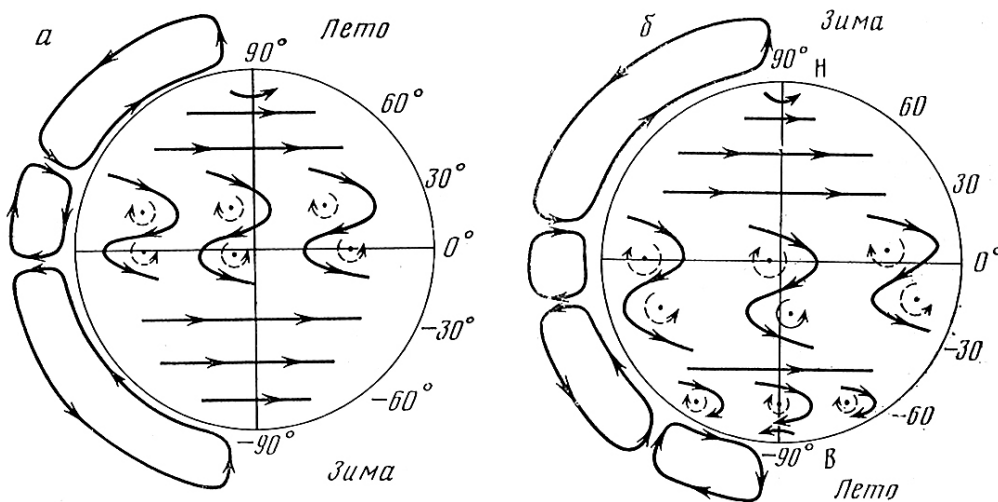


Рис. 4

На картинах ночной системы течений атмосферы, соответствующих полуночи, для которых сравнительно велики меридиональные градиенты давления, для зимы и лета северного полушария при $h \geq 400$ км обнаруживаются зоны схождения ветров. На аномальных широтах, около $+30^\circ$ и около -20° соответственно в зимних северном и южном полушариях в верхней ионосфере будут порождаться восходящие движения. Из рис. 4 следует, что для полуночной ионосферы существуют вихревые зоны ветров вблизи экваториальных широт (аномальная область) и аномальной высокоширотной области ($\sim 70^\circ$). Здесь штрихами показаны вихри циклонического и антициклонического характера, возникающие в ячейках крупномасштабных течений. Таким образом, согласно расчётам, вблизи экватора обнаруживаются системы вихрей, имеющие попарно противоположные направления вращения (см. рис 4). Со временем их взаимодействия друг с другом должны привести к их перемещению в противоположных зональных направлениях. Как отмечалось

уже в [22], горизонтальные вихревые движения порождают восходящие и нисходящие потоки вдоль оси вихря. В северном полушарии (см. рис. 4) полярный циклон должен дать на северном полюсе восходящий поток воздуха. В приэкваториальной области верхний ряд антициклонических вихрей (рис. 4а) должен давать нисходящие потоки воздуха, а нижний ряд системы циклонических вихрей – восходящие потоки воздуха. В южном полярном антициклоне имеем нисходящие потоки воздуха. Всё это приводит к системе замкнутых ячеек с вертикальной циркуляцией в меридиональном сечении, изображённой слева на рис. 4а, б. Для лета имеются три такие ячейки (рис. 4а), а для зимы – система из четырёх ячеек вертикальной циркуляции. Картина течений ветров ниже 210 км, изображённая на рис. 4 для полудневной ионосферы, хорошо согласуется с моделью планетарной циркуляции на высотах 100 и 80 км [19].

Таким образом, проведённые нами аналитические и численные расчёты показывают, что в картине общей циркуляции в ионосфере должны присутствовать крупномасштабные вихревые образования и зоны схождения и расхождения ветров, приводящие к порождению восходящих и нисходящих потоков воздуха. Эти особенности общей циркуляции приводят и к переносу, и к перераспределению ионосферной плазмы как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях.

Следовательно, с одной стороны, изучение общей трёхмерной циркуляции в ионосфере позволяет выявить зоны аномально повышенной ионизации, с другой, экспериментальное обнаружение крупномасштабных областей повышенной ионизации на различных долготах и широтах в глобальном масштабе позволяет судить о наличии зон схождения и расхождения ветров и восходящих и нисходящих движений атмосферы в общей циркуляции в ионосфере.

III. Меридиональная циркуляция ветров в F-области ионосферы

3.1. Особое место в физике верхней атмосферы занимают исследования меридиональных течений, как составной части меридиональной циркуляции, играющей в общей циркуляции верхней атмосферы роль возмущающего фактора и способствующей динамическому взаимодействию различных слоёв ионосферы между собой. Несмотря на важность исследований меридиональных течений в динамике верхней атмосферы, они не только менее изучены, чем регулярные зональные течения, но остаются до сих пор практически не изученными [5, 20]. Ниже на основе численного решения упрощённых уравнений движения даётся картина системы горизонтальных крупномасштабных ветров ионосферы для различных сезонов и времени суток.

3. 2. Горизонтальные крупномасштабные перемещения нейтральной атмосферы на ионосферных уровнях, подверженной закручивающему и тормозящему действию ионосферной плазмы, описываются следующими уравнениями движения и неразрывности:

$$\sigma_{\perp} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \lambda_{\perp 0} \mathbf{v}_{\perp} + 2\Omega [\mathbf{v} \nabla r], \quad \text{div } \dot{\mathbf{v}} = 0 \quad (1)$$

откуда для стационарного решения $\mathbf{v} = \{v, u\}$ имеем выражения [2, 4]:

$$\Omega = 2\omega \cos \theta + (\rho c^2)^{-1} \sigma_H H_0^2 \cos \chi, \quad \lambda_{\perp 0} = (\rho c^2)^{-1} \sigma_{\perp} H_0^2, \quad \lambda_{\perp} = (\rho c^2)^{-1} \sigma_{\perp} H_0^2 \cos^2 \chi, \quad (2)$$

где $\Omega = 2\omega \cos \theta + (\rho c^2)^{-1} \sigma_H H_0^2 \cos \chi$, $\lambda_{\perp 0} = (\rho c^2)^{-1} \sigma_{\perp} H_0^2$, $\lambda_{\perp} = (\rho c^2)^{-1} \sigma_{\perp} H_0^2 \cos^2 \chi$, v_{\perp} – перпендикулярная направлению геомагнитного поля составляющая скорости ветра, v и u – меридиональная и зональная составляющие скорости ветра; P и ρ – давление и плотность среды; r , θ и ψ – расстояние от центра Земли, полярный угол (ко-широта) и азимут; χ – угол между вертикалью и направлением геомагнитного поля \mathbf{H} , $H_0 = |\mathbf{H}|$; σ_{\perp} и σ_H – поперечная и холловская проводимости; ω – угловая скорость вращения Земли; c – скорость света; t – время. Расчёты скоростей ветра проводились с использованием моделей ионосферы и нейтральной атмосферы Яккия-70 [14, 21], результаты которых представлены на рис. 5–7.

На рис. 5а-в построены для периодов равноденствия ($\delta = 0^0$), летнего ($\delta = 23,4^0$) и зимнего ($\delta = -23,4^0$) солнцестояний зависимости скоростей меридиональных ветров от широты при различных фиксированных значениях высоты h над земной поверхностью ($h = 200, 300$ и 400 км), указанных около соответствующих кривых.

На рис. 6а-в построены линии тока, соответствующие полуночному полю скоростей ветра на высоте $h \approx 300$ км, в плоскости меридионального сечения утро-вечер для зимы и лета, соответственно, (когда упоминается сезон без уточнения полушария, то имеется в виду сезон северного полушария).

На рис. 7 представлена широтная зависимость меридионального (сплошные линии) и зонального (штриховые линии) градиентов давления для периода зимнего солнцестояния и цифрами 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6 обозначены кривые, соответствующие высотам 200, 300 и 400 км; значения градиентов давления, взятые с графиков, выражаются в системе СГС после перемножения их соответственно на 10^{-7} , 10^{-10} и 10^{-13} .

3.3. Как видно из сравнения кривых, представленных на рис. 5, меридиональные ветры имеют качественно одинаковый ход с широтой в северном и южном полушариях в периоды равноденствия и зимнего солнцестояния независимо от времени суток. Несколько отличается от них соответствующая картина ветров для периода летнего солнцестояния в северном полушарии (независимо от времени суток), а в южном полушарии (особенно в полдень) имеется качественное сходство между ними. Картина меридиональных течений в период равноденствия оказывается симметричной относительно экватора, где скорости v обращаются в нуль. Летом меридиональная компонента скорости исчезает вблизи широты 30^0N , а зимой меридиональные скорости ветра от нулевого значения растут, проходя через максимумы, и затем спадают до нуля на полюсе на высотах $h \leq 200$ км, а на высотах $h = 300$ и $h = 400$ км принимают значения, лежащие вблизи 50 м/с, причём ветвь кривой с $h = 400$ км, пересекая кривую с $h = 300$ км, поднимается выше последней с широты $\varphi \approx \pm 60^0$ с приближением к полюсам. На низких же широтах кривые располагаются в обратном порядке: скорости возрастают с опусканием на меньшие высоты в ионосфере. В случае лета на низких широтах расположение кривых противоположно их распределению при $\delta = 0^0$ и $\delta = -23,4^0$, а на высоких широтах концы ветвей всех кривых приподняты к большим, чем зимой и в равноденствие, значениям скоростей на полюсе; причём, превышение скоростей на $h = 400$ км над значениями их на $h = 300$ км происходит с приближением к полюсу в северном полушарии, начиная с $\varphi \approx 60^0 N$, а в южном – с $\varphi \approx 30^0 S$. Обращает на себя внимание также факт исчезновения максимумов скоростей в полуночной ионосфере на всех высотах и их слабая выраженность в полуденной ионосфере северного полушария.

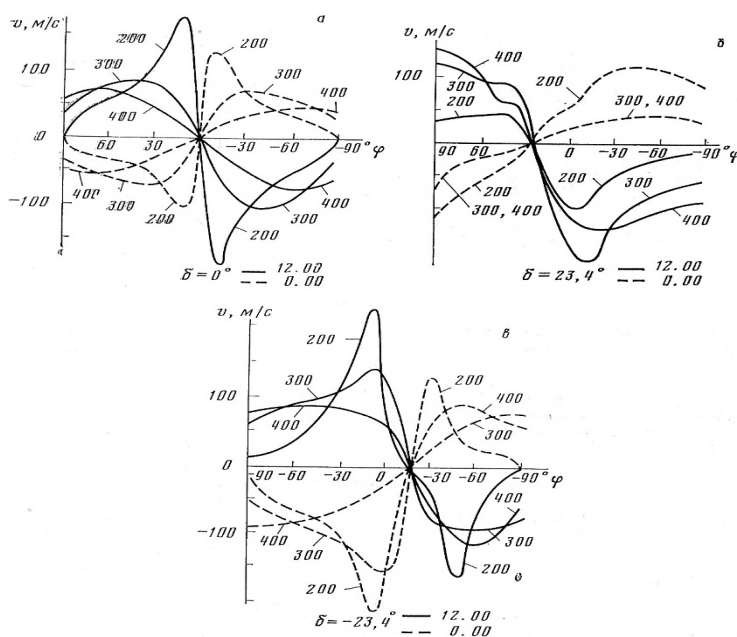


Рис. 5

Картина течений полуночных ветров на $h \approx 300$ км для лета и зимы, представленная на рис. 5а, б, наглядно иллюстрирует описанную выше ситуацию (по рис. 5б, в), обнаруживая поразительное сходство с тропосферными пассатами, со штилевыми (“конскими”) широтами, являясь как бы их зеркальным отображением в области F ионосферы.

На указанных (рис. 6) широтах (30° N и 20° S) схождения течений ветров, как показано ниже, порождают вертикальные движения атмосферы, замыкающиеся в меридиональные циркуляционные ячейки, как их составная часть. Полученная в [18. 22] горизонтальная система вихрей на $h < 200$ км вблизи указанных широт послужила основанием для выдвигания механизма возникновения вертикальных движений. На $h \sim 300$ км, как видно из рис. 5, вихревая структура течений на $\varphi = 30^\circ$ N и 20° S нарушается, но особенность сходящегося течения, благодаря которой на указанных высотах поддерживаются восходящие потоки воздуха, возникающие на более низких уровнях, сохраняется. На $h > 300$ км до $h = 400$ км имеется тенденция к потенциальности течения ветров, однако вихрь скорости существует, хотя и мал, а на высоте $h \sim 500$ км особенность сходящегося течения исчезает, исчезает и вертикальная составляющая скорости, и тем самым фактически определяется верхняя граница вертикальной меридиональной ячейки в F-области ионосферы.

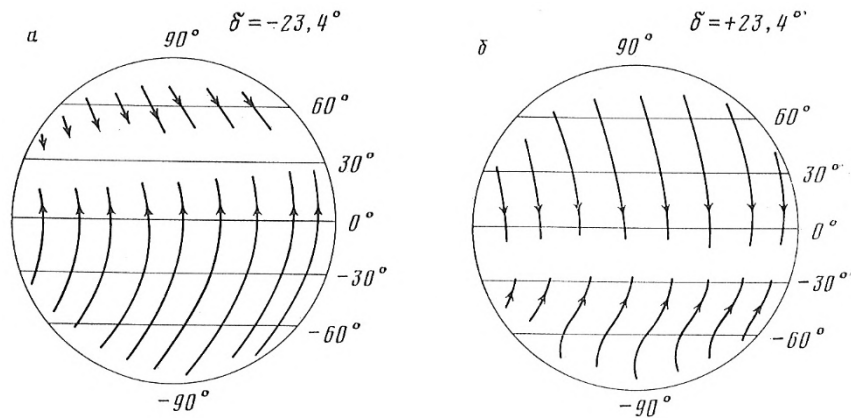


Рис. 6

На высоте $h \approx 300$ км поле скоростей ветра приблизительно описывается формулами

$$v \approx (\rho \lambda_{\perp} r)^{-1} \frac{\partial P}{\partial \theta}, \quad u \approx -(\rho \lambda_{\perp 0} \sin \theta)^{-1} \frac{\partial P}{\partial \psi}. \quad (3)$$

Более того, $\partial P / \partial \psi < \partial P / \partial \theta$ и $u < v$, т. е. преобладают меридиональные ветры, что хорошо видно на рис. 2. Учитывая это обстоятельство, можно оценить значение скорости восходящего потока воздуха для среднеширотной ионосферы в приближении β -плоскости, полагая для $h \approx 300$ км: $r = R + h$, $R = 6,4 \cdot 10^2$ см, $H_0 = 0,5$ Гс, $\cos^2 \chi = 0,7$, $\Delta h = 5 \cdot 10^6$ см, $\bar{\sigma}_{\perp} c^2 = 2 \cdot 10^{-16}$ СГСМ, $\partial^2 P / \partial \theta^2 = 0,4 \cdot 10^{-12}$ г · (см · с² · град)⁻¹; из уравнения непрерывности в указанном приближении, сохраняя для удобства сферические координаты, получим

$$w \approx \frac{1}{R \bar{\sigma}_{\perp} H_0^2 \cos^2 \chi} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \Delta h \approx 1 \text{ м / с.}$$

4. Из сопоставления соответствующих кривых для полудня зимы рис. 5в и рис. 7 нетрудно проследить за упомянутой выше тенденцией течения ветров к потенциальному характеру, сопровождающейся возрастанием степени агеострофичности ветра в области F и уменьшением величины вертикального вихря. Одинаковый ход изменения v и градиента давления

$\partial P / \partial \theta$ (сплошные кривые) вдоль широты можно наблюдать, привлекая (3) для установления знака меридиональных скоростей. Легко видеть сдвиг фаз по широте, примерно равный $\varphi \approx 30^\circ$ N, и совпадение по фазе с усреднённой по широте кривой $\partial P / \partial \psi$ (во избежание загромождения чертежа, она не нанесена на рис. 3) на высотах 300 и 400 км в северном полушарии; в южном полушарии для тех же высот ход кривых v и усреднённых значений $\partial P / \partial \theta$ примерно одинаков, в то время как изменения v и $\partial P / \partial \psi$ по φ происходят в противофазе друг с другом. Что касается поведения соответствующих кривых на высотах $h \leq 200$ км, то, как видно из рис. 7, градиенты $\partial P / \partial \theta$ и $\partial P / \partial \psi$ ведут себя различным образом друг относительно друга, а из сопоставления их с кривыми рис. 5 обнаруживается бóльшая роль зональных градиентов давления $\partial P / \partial \psi$, чем градиентов $\partial P / \partial \theta$ (в полуденной ионосфере геострофичность ветра нарушается выше $h = 200$ км [20, 23, 24, 26]). Таким образом, о нарушении геострофичности ветра можно судить по меридиональной составляющей скорости ветра, выступающей в качестве индикатора агеострофичности ветра в области F ионосферы, где эффективно проявляется сила индукционного торможения.

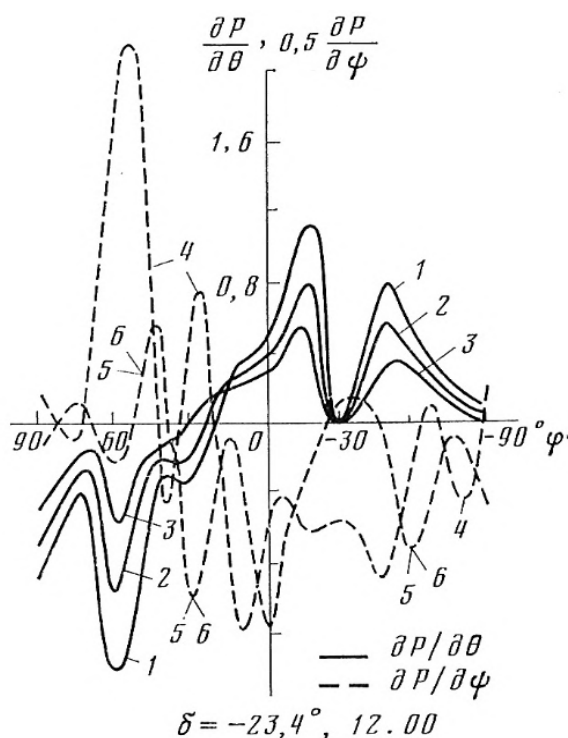


Рис. 7

5. Полученные результаты качественно согласуются с оценками [2, 4] и численными расчётами v (φ), выполненными в [25], согласно которым вблизи экваториальной зоны также обнаруживается чёткий узкий максимум (авторы указанной работы ограничились в своих расчётах лишь фиксированной высотой 300 км). В [25] не делается различия между v (φ) для периодов летнего и зимнего солнцестояний, в то время как на рис. 5б, в видно качественное различие между ними в обоих полушариях; симметрия существует лишь для периода равноденствия (рис. 5а). В [10] в период солнцестояния (летнего и зимнего) максимум кривой v (φ) более размыт в южном полушарии, чем в северном. В нашем случае примерно такая ситуация выполняется в период зимнего солнцестояния и обратная – в период летнего солнцестояния в северном полушарии (рис. 5б, в). В последнем случае максимум кривой v (φ) в северном полушарии выражен сильнее выше уровня h_m F2 и слабее – ниже него. Таким образом, из изложенного выше следует существенная зависимость скорости меридионального ветра v от широты, высоты, сезона и времени суток, которая отражает магнито-

термо-гидродинамические эффекты, диагностически определяемые формулами (2) и использованными эмпирическими моделями нейтральной атмосферы и ионосферы

Литература

1. Хантадзе А. Г. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. Тбилиси: Мецниереба, 1973.
2. Докучаев В. П. Изв. АН СССР. Сер. Геофиз., N 5, 1959, с. 781.
3. Новиков Е. А. Изв. АН СССР. Сер. Геофиз., N 11, 1960.
4. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974, 256 с.
5. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. Новосибирск: Наука, 1979, 344 с.
6. Акасофу С.-И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч. 1. М.: Мир, 1974.
7. Blum P. W., Harris I. J. Atmos. Terr. Phys., v. 37, 1975, p. 193.
8. Ветер в ионосфере / под ред. Э. С. Казимировского. Л.: Гидрометеиздат, 1969.
9. Хантадзе А. Г., Гвелесиани А. И., Курцхалия Е. Г. В кн.: Ионосферные исследования, М.: Советское радио, № 24, 1977, с. 6.
10. Гвелесиани А. И., Курцхалия Е. Г. В кн.: Ионосферные исследования, М.: Советское радио, № 24, 1977, с. 15.
11. Creckmore S. P., Straus J. M., Harris R. M., Ching B. K., Chin Y. T. J. Atmos. Terr. Phys., v. 37, 1975, p. 491; 1245.
12. Ill M., Clairemido J., Falin J.-L. Planet. Space Sci., v. 23, 1975, p. 401.
13. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн в ионосфере. М.: Наука, 1972.
14. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы / под ред. Фаткуллина М. Н. М.: Наука, 1975.
15. Stubbe P. Das photochemische, dynamische und thermodynamische Verhalten der oberen Ionosphäre. Mitteilungen Max-Planck-Institut für Aeronomie, 52 (1), 1974, 91.
16. Danilov A. D., Semenov V. K. J. Atmos. Terr. Phys., v. 40, 1978, p. 1093.
17. Rishbeth H. R., Moffett R. J., Bailey G. I. J. Atmos. Terr. Phys., v. 31, 1969, p. 1035.
18. Хантадзе А. Г., Гвелесиани А. И. Геомагнетизм и аэрономия, т. 22, 1982, с. 86.
19. Kochanski A. J. Geophys. Res., v. 68, 1963, p. 213.
20. Гвелесиани А. И. Исследование движений проводящей атмосферы и проблемы динамики ионосферы (Дис. на соиск. уч. ст. докт. физ.-мат. наук). Тбилиси, ИГ АН ГССР, 1980, 266 с.
21. Jacchia L. G. Smith. Astrophys. Observ. Spec. Rep. № 313, 1970, 87 p.
22. Хантадзе А. Г., А. И. Гвелесиани. Влияние ионосферной плазмы на общую циркуляцию в верхней атмосфере, I. Геомагнетизм и аэрономия, т. 21, N6, 1981, с. 988-992.
23. Гвелесиани А. И., Е. Г. Курцхалия. О поле скоростей крупномасштабного ветра в ионосфере. Геомагнетизм и аэрономия, т. 23, N 1, 1983, с. 147 – 148.
24. Гвелесиани А. И., Е. Г. Курцхалия. О возмущённом крупномасштабном вихре в ионосфере. Геомагнетизм и аэрономия, т. 23, N 5, 1983, с. 858 – 859.
25. Blum P. W., Harris I. J. Atmos. Terr. Phys., v. 37, 1975, p. 199, 213.
26. Гвелесиани А. И. О меридиональных ветрах в ионосфере. Геомагнетизм и аэрономия, т. 25, N 1, 1985, с. 58 – 62.

იონოსფერულ დონეებზე ატმოსფეროს გლობალური ცირკულაციის შესახებ

ა. გველესიანი

რეზიუმე

შემოთავაზებულია ატმოსფეროს იონოსფეროს დონეებზე სამგანზომილებიანი გლობალური ცირკულაციის ანალიზური მოდელი, რომელიც მტკიცდება შესაბამისად გამარტივებული სამუშაო მაგნიტურ-ჰიდროდინამიკური განტოლებათა სისტემის მეშვეობით

ჩატარებული და გრაფიკული სახით წარმოდგენილი დიდმასშტაბიანი ქართა სისტემების სიჩქარეთა ველების დედამიწის ჩრდილო და სამხრეთ ნახევარსფეროებისათვის იონოსფეროს და ნეიტრალური ატმოსფეროს ცნობილი მოდელების მონაცემთა ბაზის გამოყენებით. გამოვლენილია ოთხი დიდმასშტაბიანი გრივალი, დივერგენციის და კონვერგენციის ზონები, რომლებსაც ძალუძს ატმოსფეროს აღმავალი და დაღმავალი დინებების გამოწვევა, პოლუსებიდან ეკვატორამდე განლაგებული ვერტიკალური ცირკულაციის მქონე მერიდიანული უჯრედების სისტემები.

О глобальной циркуляции атмосферы на ионосферных уровнях

А. И. Гвелесиани

Реферат

Предложена аналитическая трёхмерная глобальная модель циркуляции атмосферы на ионосферных уровнях, которая подтверждается численными расчётами по соответствующим образом упрощённой системе магнитно-гидродинамических уравнений движения проводящей атмосферы и представляется графически в виде поля скоростей системы крупномасштабных ветров для обоих полушарий Земли с использованием базы данных параметров известных эмпирических моделей нейтральной атмосферы и ионосферы. Выявлены 4 крупномасштабных вихря, зоны схождения и расхождения (конвергенции и дивергенции) ветров, способствующих возникновению восходящих и нисходящих потоков воздуха, системы меридиональных ячеек с вертикальной циркуляцией, в направлении от полюса к экватору.

On the Atmosphere Global Circulation at the Ionosphere Levels

A. Gvelesiani

Abstract

Here the analytical 3D- global model of the upper atmosphere circulation at the ionosphere is suggested, which is supported by numerical calculations of accordingly simplified hydro-magnetic equations of the conductive atmosphere motion. The construction of the large-scale wind systems' velocity fields for the north and south hemispheres of the Earth, using well-known database of models of the neutral atmosphere and the ionosphere shows, that there are four global vortexes of cyclone and anticyclone types, regions of divergence and convergence, vertical down- and up-stream of air, systems of vertical meridional circles from poles to equator.