

## ЭВОЛЮЦИЯ ВИХРЕЙ В АТМОСФЕРЕ ЮПИТЕРА, ОБРАЗОВАВШИХСЯ ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПЛАНЕТЫ С КОМЕТОЙ ШУМЕЙКЕРА-ЛЕВИ 9

*Ф.Ф.Каменец, И.И.Коробов, О.Г.Онищенко\**

*Московский физико-технический институт  
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия  
\* Институт космических исследований РАН  
117810 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 июня 1996 г.

После-переработки 9 июля 1996 г.

Исследуется эволюция возмущений юпитерианской атмосферы, образовавшихся после столкновения с большими фрагментами кометы Шумейкера-Леви. Выводятся упрощенные уравнения для эволюции крупномасштабных вихрей в мелкой горизонтально неоднородной атмосфере с учетом неоднородности (по широте) зонального ветра, а также с учетом эффектов вязкости и теплопроводности. Результаты численного моделирования эволюции вихрей находятся в хорошем согласии с наблюдениями со станции Хаббл. Показано, что эволюция вихревой структуры существенно зависит от поля скоростей зонального ветра в области падения фрагмента кометы. Получена оценка пороговой энергии начального возмущения ( $E \sim 10^{24}$  эрг) начиная с которой могут формироваться крупномасштабные долгоживущие вихри типа Большого Красного пятна.

PACS: 94.10.Jd, 94.10.Lf

1. Исследование эволюции нагретых областей в атмосфере Юпитера, образовавшихся спустя  $\sim 24$  ч после столкновения планеты с фрагментами кометы Шумейкера-Леви 9, уделяя особое внимание взаимодействию образовавшихся уединенных вихревых образований с сильнонеоднородным зональным ветром, учитывая эффект бароклинности вихрей, а также влияние вязкости и теплопроводности – является основной целью данной работы. В предшествующей работе [1] обсуждалась в рамках квазигеострофического (КГ) приближения генерация и начальная стадия эволюции вихревой структуры в атмосфере Юпитера после столкновения планеты с кометой Шумейкера-Леви 9. КГ приближение позволяет исследовать эволюцию мелкомасштабной вихревой структуры, то есть структуры с характерными масштабами меньше, чем радиус деформации Россби-Обухова.

В работе выводятся упрощенные гидродинамические уравнения, позволяющие исследовать динамику вихревой структуры в рамках промежуточно-геострофического приближения справедливого для широкого диапазона характерных масштабов вихрей (для конечных значений величины  $a/r_R$ , где  $a$  – характерный масштаб вихря, а  $r_R$  – радиус деформации Россби-Обухова) в мелкой бароклинной атмосфере с учетом неоднородного зонального ветра, неоднородной атмосферы, а также эффектов вязкости и теплопроводности. Полученные уравнения используются для численного моделирования эволюции вихревой структуры в реальной бароклинной атмосфере Юпитера, образовавшихся после столкновения с кометой Шумейкера-Леви 9.

В качестве исходного состояния возмущения атмосферы принято состояние, сформировавшееся за время  $\sim 24$  ч после взрыва. К началу рассматриваемой стадии эволюции, согласно оценкам работ [2], [3], горячее газовое облако,

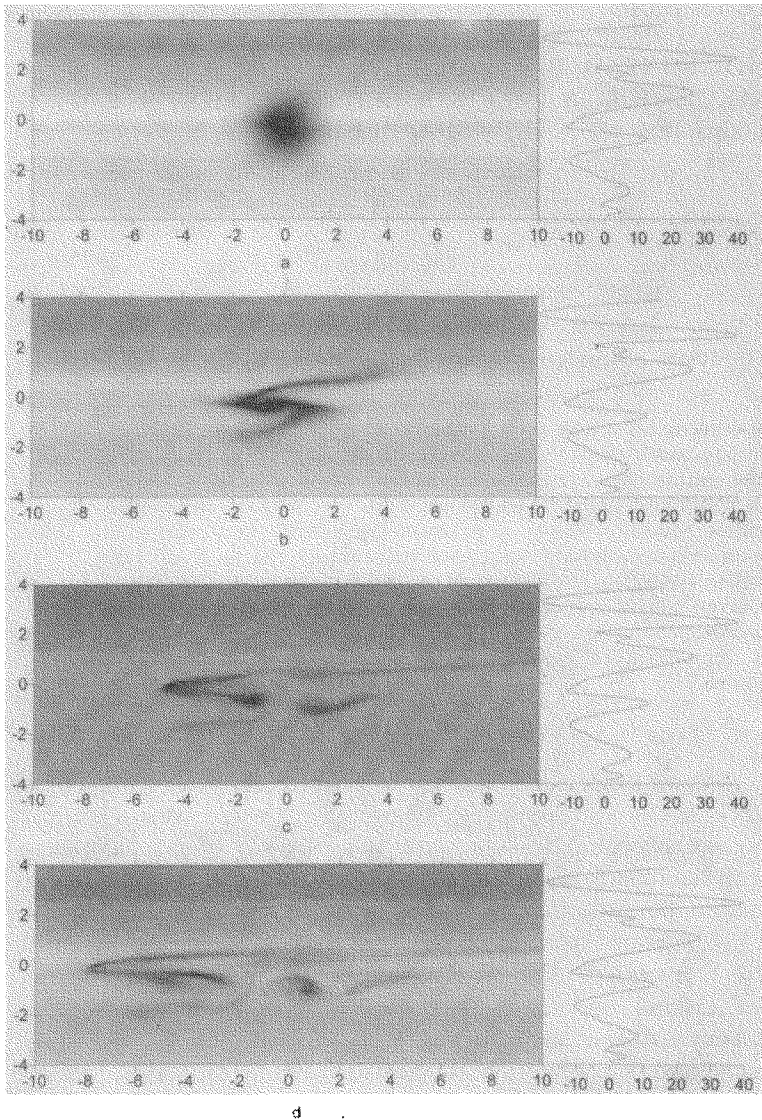


Рис.1. Эволюция слабого возмущения. *a*,  $t = 1$  сутки (24 часа), *b*,  $t = 11$  суток, *c*,  $t = 31$  суток, *d*,  $t = 51$  суток

образовавшееся после взрыва, всплыло в мезосферу Юпитера на высоту  $\sim 200$  км и растеклось в горизонтальной плоскости, образовав диск с характерным диаметром  $\sim$  тысячи км и толщиной  $\sim$  сотни км. Температура в облаке мало отличается от температуры окружающей среды.

2. В качестве исходных уравнений мелкой быстровращающейся двумерной атмосферы используем уравнения движения, непрерывности и модельное уравнение теплового баланса

$$\frac{d}{dt} \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + f[\mathbf{V}, \mathbf{e}_z] + \nu \Delta_{\perp} \mathbf{V}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}P + \gamma P \operatorname{div} \mathbf{V} - \bar{k} \Delta_{\perp} T = 0, \quad \bar{k} = kR/c_V, \quad (3)$$

где  $\nabla_{\perp} = e_x(\partial/\partial x) + e_y(\partial/\partial y)$  и  $\Delta_{\perp} = \nabla_{\perp}^2$ ;  $e_x, e_y, e_z$  - единичные векторы декартовой системы координат,  $e_x$  и  $e_y$  направлены на восток и на север на  $\beta$ -плоскости,  $e_z$  - направлен вдоль местной вертикали,  $\mathbf{V} = (V_x, V_y)$  - скорость,  $P, \rho$  и  $T$  - давление, плотность и температура,  $f = f_0 + \beta y$  - параметр Кориолиса в приближении  $\beta$ -плоскости,  $\gamma = c_p/c_v$ ,  $c_p$  и  $c_v$  - удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме,  $\nu$  и  $k$  - эффективная кинематическая вязкость и теплопроводность,  $R$  - газовая постоянная,  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla$ ,  $t$  - время. Мы считаем, что  $P = R\rho T$ , а вязкость и теплопроводность малы. Введя потенциальную температуру  $\Theta$ ,

$$\Theta = T \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad (4)$$

можно из уравнений (2) и (3) получить, [4],

$$\frac{d}{dt} \Theta = \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \kappa \Delta_{\perp} T, \quad \kappa = \frac{k}{\rho c_p}, \quad (5)$$

где  $\kappa$  - коэффициент температуропроводности.

Для рассматриваемых медленных процессов в уравнении (1) производится разложение скорости  $\mathbf{V}$  в ряд по малому параметру  $(1/f)d/dt$ . Считаем что

$$a = \{P, \rho, T, \Theta\}, \quad a = a_0 + a' = a_0 + \bar{a}(y) + \tilde{a}(x, y, t), \quad a_0 \gg a', \quad (6)$$

где  $\bar{a}$  описывает неоднородность невозмущенной атмосферы, а  $\tilde{a}$  - волновая часть  $a$ , из уравнений (2) и (3) с точностью до старшего порядка нелинейности получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \bar{P} - r_R^2 \frac{d_0}{dt} \Delta_{\perp} P' - V_R^*(y) \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - V_{R0} \frac{\bar{T}}{T_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \\ + \frac{c_s^2}{\rho_0 f_0} J(P', \Theta') + \nu r_R^2 \Delta_{\perp}^2 \bar{P} - \frac{\bar{k}}{k} \frac{d_0}{dt} \Theta' = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{d_0}{dt} \Theta = \kappa \Delta_{\perp} \bar{T}. \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \frac{d_0}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\rho f} J(P, \dots), \quad J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}, \\ V_R^*(y) = V_R(y) + V_{R0} \frac{\bar{T}}{T_0}, \quad V_R(y) \simeq V_{R0} \left( 1 - A \frac{r_R}{r_f} y \right), \\ V_{R0} = \frac{c_s^2}{f_0^2} \beta_0, \quad r_R^2 = \frac{c_s^2}{f_0^2}, \quad r_f = \frac{f_0}{\beta}, \quad A = 2 + \operatorname{tg}^2 \phi_0, \quad c_s^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $r_R$  - радиус деформации Обухова-Россби,  $V_R^*(y)$  - описывает неоднородность скорости Россби по широте,  $V_R(y)$  связано с неоднородностью скорости Россби из-за зависимости от широты величины  $\beta(y)/f^2(y)$ ,  $c_s$  - адиабатическая скорость звука,  $\mathbf{V}_g$  - геострофическая скорость,  $\phi_0$  - местная широта.

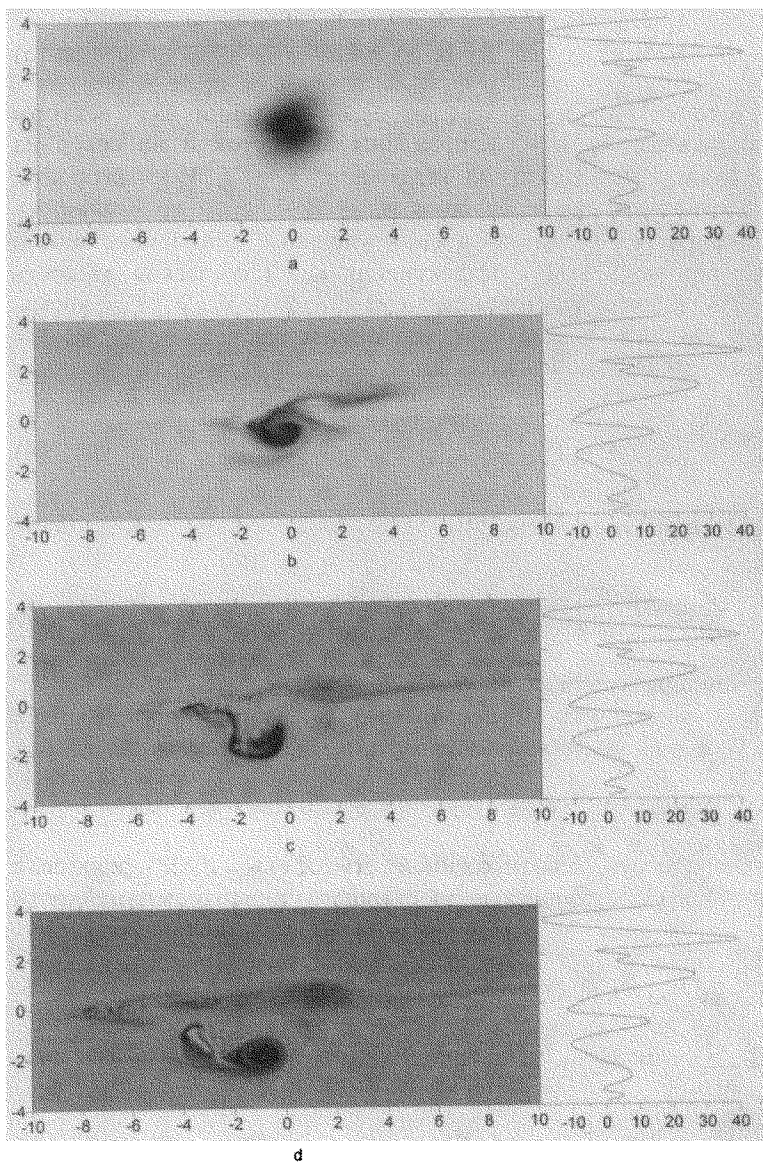


Рис.2. Эволюция сильного возмущения. *a*, *t* = 1 сутки (24 часа), *b*, *t* = 11 суток, *c*, *t* = 31 суток, *d*, *t* = 51 сутки

Слагаемое  $\propto (\tilde{T}/T_0)\partial\tilde{P}/\partial x$  соответствует скалярной нелинейности, а слагаемое  $\propto J(P', \Theta')$  соответствует бароклинному эффекту.

Градиент давления  $\bar{P}(y)$  связан со скоростью зонального ветра  $\bar{V}_x(y)$  в геострофическом приближении соотношением

$$\bar{V}_x(y) = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial \bar{P}(y)}{\partial y}. \quad (10)$$

Введя безразмерные переменные

$$P' \rightarrow \gamma P_0 P \frac{r_R}{r_f}, \quad \Theta' \rightarrow \theta \Theta_0 \frac{r_R}{r_f}, \quad T' \rightarrow T_0 T \frac{r_R}{r_f}, \quad (x, y) \rightarrow (x, y) r_R, \quad t \rightarrow t \frac{r_f}{c_s}, \quad (11)$$

из уравнений (7), (8) и (4) получаем следующие упрощенные уравнения горизонтально бароклининой атмосферы в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial}{\partial t} p - \frac{d_0}{dt} \Delta_{\perp} p - \left(1 - Ay \frac{r_R}{r_f}\right) \frac{\partial}{\partial x} p - (\bar{T} + \tilde{T}) \frac{r_R}{r_f} \frac{\partial}{\partial x} p + J(p, \theta) + \bar{\nu} \Delta_{\perp}^2 p - \frac{d_0}{dt} \theta = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d_0}{dt} \theta = \bar{\kappa} \Delta_{\perp} \tilde{T}, \quad (13)$$

$$\tilde{T} = (\gamma - 1) \bar{p} + \bar{\theta}, \quad (14)$$

где

$$\frac{d_0}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + J(p, \dots), \quad \bar{\nu} = \nu \frac{r_f}{r_R^2 c_s}, \quad \bar{\kappa} = \kappa \frac{r_f^2}{r_R^3 c_s} \frac{T_0}{P_0}, \quad (15)$$

Введя обобщенную завихренность

$$q = \Delta_{\perp} p - p + \frac{r_R}{r_f} \Psi + y - A \frac{y^2}{2} \frac{r_R}{r_f} + \theta, \quad (16)$$

где

$$\Psi(y) = \int_0^y \bar{T}(y') dy', \quad (17)$$

можно представить уравнение (12) в виде

$$\frac{d_0}{dt} q = J(p, \theta) - \tilde{T} \frac{r_R}{r_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{\nu} \Delta_{\perp}^2 p. \quad (18)$$

Упрощенные уравнения (13), (14) и (18) могут быть использованы для исследования в рамках промежуточно-геострофического приближения эволюции вихревой структуры в мелкой бароклининой атмосфере. В пренебрежении в этих уравнениях эффектов вязкости и теплопроводности и полагая, что гидродинамические параметры  $a$  линейно зависят от координаты  $y$  (при этом скорость зонального ветра постоянная), можно получить в рамках КГ приближения уравнения работ [5], [1]. Таким образом, полученные выше уравнения можно рассматривать как обобщение уравнений [1], [5].

3. Система уравнений (13), (14) и (18) решалась численно в области  $(x, y) \leq 20$ , расположенной вблизи  $45^\circ$  южной широты в мезосфере Юпитера. Размеры области были выбраны достаточно большими, чтобы избежать влияние границ. Начальные состояния возмущений брались в виде  $a(r) = A \exp(-r^2/R^2)$ ,  $R = 1$ ,  $R$  - характерный масштаб и  $A$  - амплитуда возмущений. Крупномасштабный градиент равновесного давления (и аналогичный ему градиент равновесной температуры) брались такими, чтобы соответствовать в КГ приближении (см. уравнение (10)), профилю зонального ветра, полученного из наблюдений на станции Хаббл. Коэффициенты эффективной вязкости и температуропроводности принимались равными 0.002 (в безразмерных переменных). Невозмущенные значения давления, температуры и плотности были равны  $P_0 = 0.1$  бар,  $T_0 = 110$  К,  $\rho_0 = 10^{-5}$  г·см $^{-3}$ .

Было проведено численное моделирование для двух амплитуд возмущений давления и температуры:  $A_p = 0.01$ ,  $A_T = 0.1$  и  $A_p = 0.03$ ,  $A_T = 0.3$ . Положив характерный масштаб высоты атмосферы Юпитера 75 км, получаем оценку энергии слабого возмущения атмосферы  $E \sim 3 \cdot 10^{23}$  эрг и энергию сильного возмущения  $E \sim 10^{24}$  эрг.

Проведенные исследования показывают, что в результате эволюции из нагретых облаков формируются вихревые структуры антициклонического типа. На рис.1 и 2 показана эволюция слабого и сильного возмущений поля температуры в атмосфере Юпитера. Образовавшиеся вихри медленно дрейфуют к югу (на рис. 1 и 2 - вниз) и спустя 20–30 земных суток после взрыва преодолевают область не благоприятную для вихрей антициклонического типа - область, где направление подкрутки вихря неоднородным зональным ветром противоположно направлению вращения вихря. В этой области происходит наибольшее возмущение вихрей. Вихрь, образовавшийся после слабого возмущения, разрушается в этой области и остается лишь цепь слабых вихрей, расплывающихся в неоднородном зональном потоке (рис.1d).

Вихрь же, образовавшийся после сильного возмущения (рис.2b и c), атмосферы, преодолевает эту область. При этом кроме образования ряда мелких вихрей происходит увеличение характерных масштабов вихря при слабом изменении амплитуды вихря. Дрейф вихря прекращается в области  $55^\circ$  южной широты (рис. 2d). К этому времени вихрь имеет характерные размеры  $4 \times 2$  (в радиусах Россби), а центр вихря располагается в области, где зональный ветер меняет знак. В дальнейшем вихрь не затухал, что, по-видимому, связано с компенсацией диссипативных потерь подкруткой вихря зональным ветром. Энергия вихря в этой области составляет величину  $\sim 10^{25}$  эрг.

Таким образом, проведенное численное моделирование указывает на существование пороговой энергии начального возмущения атмосферы, составляющее величину  $\sim 10^{24}$  эрг для принятого в расчетах поля скоростей. Сильное возмущение атмосферы с такой (или больше) энергией эволюционирует к бароклинному антициклоническому вихрю с характерной энергией и характерными размерами, близкими к соответствующим величинам для Большого Красного Пятна Юпитера. Кроме того, результаты численного моделирования для сильного возмущения атмосферы, (рис. 2), находятся в хорошем согласии с результатами наблюдений на станции Хаббл [6].

Данная работа выполнена при поддержке Министерства науки и технической политики России, а также Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17573).

- 
1. Ф.Ф.Каменец, А.М.Пухов, М.Ф.Иванов, В.Е.Фортов, Письма в ЖЭТФ **60**, 383 (1994).
  2. Б.А.Клумов, В.И.Кондауров, А.В.Конюхов и др., УФН **164**, 617 (1994).
  3. А.В.Ивлев, Б.А.Клумов, В.Е.Фортов, Письма в ЖЭТФ **61**, 423 (1995).
  4. Дж. Педлоки, *Геофизическая гидродинамика*, т.1, М.: Мир, 1984.
  5. Ф.Ф.Каменец, В.И.Петвиашвили, А.М.Пухов, Изв. АН: Физика атмосф. и океана **29**, 457 (1993).
  6. Н.В.Hammel, R.F.Beebe, A.P.Ingersoll et al., Science **267**, 1288 (1995).