КИНЕМАТИКА И ФИЗИКА НЕБЕСНЫХ ТЕЛ ТОМ 2 N 1 1986

УДК 523.45

Некоторые динамические параметры атмосферы Юпитера

А. П. Видьмаченко

В предположении, что первая неустойчивость типа вихрей Тейлора, проявляющаяся в тонкослойном сферическом течении Куэтта, может быть ответственна за наблюдаемую полосатую структуру на Юпитере, вычислены глубина газовой атмосферы планеты ($h_{♃} \simeq 16271$ км) и значение коэффициента кинематической вязкости для крупномасштабного перемешивания атмосферы ($K_{♃} \leqslant 1{,}9 \cdot 10^{11}$ см^2 с$^{-1}$). Независимым образом подтверждено адиабатическое изменение температуры атмосферы Юпитера с высотой.

SOME DYNAMICAL PARAMETERS OF JUPITER'S ATMOSPHERE, by Vid'machenko A. P.— The first instability of the Taylor-vortex type in the Couette spherical flow is supposed to be responsible for the observed zonal structure of Jupiter. On the basis of this assumption the depth of the planetary atmosphere ($h_{♃} = 16271$ km) and the coefficient of kinematic viscosity for large-scale circulation ($K_{♃} \leqslant 1.9+10^{11}$ cm^2 sec^{-1}) are obtained. The adiabatic temperature variation with the height is confirmed indenpendently.

Известно, что для Юпитера характерна упорядоченная зональная структура видимого облачного слоя, в качестве объяснения которой различными авторами привлекались многочисленные гипотезы и предположения [4, 5]. Слабым местом существующих гипотез о механизмах, приводящих в движение атмосферу Юпитера, является их неспособность объяснить экваториальное течение. Кроме того, в имеющихся попытках объяснить устойчивость зонального движения на Юпитере в рамках бароклинной и конвективных моделей (см. [4]), прибегают к предположению о бесконечности глубины атмосферы с тем, чтобы устранить влияние взаимодействия с поверхностью, которое разрушает устойчивость системы. По нашему мнению, ключ к разгадке данного явления следует искать в эффектах, возникающих в результате взаимодействия газовой атмосферы с быстро вращающейся более плотной «поверхностью» планеты.

В рамках этой гипотезы можно указать на возможность переноса момента количества движения от высоких широт к экватору внутри пограничного слоя, образующегося около вращающейся «поверхности», а также показать, что взаимодействие атмосферы с «поверхностью» планеты приводит не к нарушению устойчивости, а к появлению нового устойчивого режима течения. Объясним это подробнее.

Сначала, следуя [2], рассмотрим течение между двумя вращающимися цилиндрами. В идеализированной постановке задачи цилиндры считаются бесконечно длинными и вращающимися вокруг общей оси с постоянными угловыми скоростями Ω_1 при $r=r_1$ и Ω_2 при $r=r_2$, $r_2>r_1$. Движение жидкости удовлетворяет уравнениям Навье — Стокса в пространстве между цилиндрами и условию прилипания на стенках цилиндров. Существует единственное стационарное решение уравнений Навье — Стокса, которое зависит только от r и принимает заданное значение на стенках цилиндров [2]. Такое течение называется цилиндрическим течением Куэтта. При постепенном увеличении числа Рейнольдса

$$Re = \Omega_1 r_2^2 / K \quad (1)$$

(K — кинематическая вязкость жидкости), течение Куэтта теряет устойчивость. Но возможно появление других устойчивых течений, в частности, вихрей Тейлора. Они возникают, начиная с определенного числа $Re_{\text{кр}}$, и представляют собой правильно чередующиеся вихри в меридиональной плоскости с правым и левым вращением и с осями, параллельными направлению линейной скорости вращения цилиндров. Это осесимметричное регулярное установившееся движение имеет вид стопки наложенных друг на друга торов примерно квадратного поперечного сечения [1, 2]. Следовательно, вихри Тейлора возникают как стационарная бифуркация цилиндрического течения Куэтта.

Теперь рассмотрим стационарное движение вязкой жидкости, заключенной между двумя концентрическими сферами, вращающимися вокруг общей оси с постоянными, но различными угловыми скоростями (параметры, характеризующие это течение: отношение радиусов сфер $\eta=r_1/r_2$, отношение угловых скоростей вращения $\mu=\Omega_2/\Omega_1$ и число Рейнольдса Re (1)). Рассмотрим объем жидкости v в сферических координатах: $v=\{r,\ \theta,\ \varphi;\ \eta\leqslant r\leqslant 1,\ 0\leqslant\theta\leqslant\pi,\ 0\leqslant\varphi\leqslant 2\pi\}$. Движение жидкости состоит из основного движения вокруг оси вращения, описываемого компонентой скорости U_φ (выраженной через $\Omega(r,\ \theta)$) и вторичного течения в меридиональной плоскости, описываемого U_r и U_θ. И, если при малых числах Рейнольдса вторичное течение мало по сравнению с движением вокруг оси вращения, то при больших Re оно может быть сравнимо с основным движением. При вращении только внутренней сферы для малых чисел Рейнольдса угловая скорость первичного вращательного движения приблизительно постоянна на каждой сферической поверхности, тогда как вторичное течение состоит из вихря с медленным вращением против часовой стрелки [2]. При больших числах Рейнольдса существенными становятся различные явления, связанные с образованием пограничных и сдвиговых слоев. При этом вторичное течение, вызываемое центробежным ускорением, которое вблизи экватора отталкивает жидкость от внутренней сферы, становится более интенсивным. Появление такой экваториальной струи описано в [1]. Механизм ее образования следующий: при увеличении скорости вращения на внутренней сфере создаются пограничные слои, и масса жидкости, вовлекаемая в них извне, выталкивается вдоль подстилающей поверхности по направлению к экваториальным широтам. Вблизи экватора потоки, сосредоточенные внутри модифицированных пограничных слоев Кармана на обеих полусферах, сталкиваются друг с другом. Их взаимодействие и создает радиальную струю жидкости на экваторе [1]. То есть, на экваторе должен происходить подъем массы жидкости от внутренней сферы, а около внешней сферы жидкость будет симметрично растекаться к полюсам, создавая вторичное течение. При постепенном увеличении числа Рейнольдса жидкость из-за влияния кориолисовых сил не успевает достичь полярных областей, разбиваясь в меридиональной плоскости на ряд замкнутых вихрей с левым и правым вращениями. При этом вихри должны располагаться симметрично относительно экватора, поскольку обе полусферы находятся в одинаковых динамических условиях. Известно, что для тонкого слоя жидкости ($\eta>0.7$) в узком зазоре характеристики устойчивости течения в сферическом слое и течения между вращающимися цилиндрами подобны и качественно, и количественно [2, 8, 9]. Это и не удивительно, поскольку часть сферического слоя вблизи экватора очень похожа на слой между вращающимися цилиндрами. Именно поэтому и теоретические исследования [1, 2], и данные экспериментов [6—9] показывают, что если слой тонок, то ответвляющееся решение вблизи экватора имеет вид вихрей Тейлора. Физический размер вихрей зависит от толщины слоя η, и занимаемая ими часть (т. е. насколько они приближаются к полюсу) также зависит от этой величины.

Поскольку вышеописанная первая неустойчивость в тонком сферическом слое ($\eta > 0.7$) является симметричными вихрями Тейлора (относительно экватора), то мы предположим, что она может быть ответственна за существующую полосатую структуру на Юпитере.

Условие неустойчивости течения в кольцевом пространстве между сферами, а следовательно, и условие возникновения вихрей Тейлора выражают при помощи критического числа Тейлора в виде соотношения:

$$Ta = [(r_2 - r_1) U_1/K] \sqrt{(r_2 - r_1)/r_1} \geqslant 41.3, \qquad (2)$$

где U_1 — линейная скорость внутренней сферы на экваторе. Критерий Тейлора (2) очень хорошо совпадает с результатами измерений. В [6] показано, что вихри появляются при значении числа Тейлора, в точности совпадающим со значением (2). Экспериментальное изучение цилиндрического течения Куэтта показало также, что и при значительно больших числах Тейлора ($Ta = 387$) течение все еще оставалось ламинарным. И только при $Ta \sim 1715$ развивается отчетливо выраженная турбулентность. Хотя, как показано в [7], в практически полностью турбулентных течениях тонких слоев отмечается существование крупномасштабной остаточной структуры течения, т. е. наблюдаемая картина состоит из непрерывных мелкомасштабных движений и крупномасштабного дискретного возмущения. В частности, в слое с $\eta = 0.86$ при $Re = 20\,000$ (что соответствует числу Тейлора $Ta \simeq 8000$) наблюдались остаточные крупномасштабные кольцевые вихри вблизи экватора в полностью турбулентном режиме [7].

На Юпитере как раз и наблюдается приблизительно такая же ситуация: на фоне мелкомасштабной турбулентности хорошо видны крупномасштабные кольцевые вихри (зоны и полосы), располагающиеся более или менее симметрично по обе стороны от экватора.

Поскольку на экваторе существует подъем масс воздуха, вызванный наличием поднимающейся из недр «струи» газа, то эта струя должна явиться началом двух вихрей Тейлора, расходящихся около уровня видимых облаков к северу и к югу от экватора. Отсюда ясно, почему над экватором находится область высокого давления (антициклонов), в которой происходит интенсивное образование аммиачных облаков [5], обладающих высоким альбедо (зоны).

Если лежащие рядом со светлой экваториальной зоной темные полосы являются областями нисходящих потоков [5], то расстояние от экватора планеты до середины приэкваториальных полос (SEB и NEB) будет равно размеру квадратного сечения крупномасштабного вихря Тейлора. По многолетним данным центры южной и северной экваториальных полос находятся на широтах $\varphi_B \simeq \pm 13.5°$ [4]. Отсюда, линейный размер сечения вихря Тейлора будет: $h_{♃} = R_{♃} \cdot \sin |\varphi_B| = 69700 \times \times \sin 13.5° \simeq 16271$ (км). То есть, глубина газовой атмосферы Юпитера составляет 16271 км. Следовательно, величина $\eta_{♃} = r_1/r_2 = (r_2 - h_{♃})/r_2 \simeq \simeq 0.766$. Это значение больше, чем 0.7. Значит, атмосферу Юпитера мы были вправе рассматривать как тонкий слой [2, 4].

Интересно отметить, что полученная нами величина отношения радиусов «твердой» коры Юпитера r_1 и верхней кромки видимого облачного слоя r_2 ($\eta_{♃} = 0.766$) практически совпадают с аналогичным отношением ($\eta_{♃} = 0.765$), вычисленным В. Н. Жарковым и др. [3], исходившими из предположения адиабатичности внутреннего строения планеты. Этот факт может служить независимым подтверждением того, что ниже видимого облачного слоя температура в атмосфере Юпитера изменяется с высотой по закону адиабаты.

В целом для течения Куэтта между концентрическими сферами можно указать по крайней мере три области течения, которые посредством числа Тейлора определяются следующим образом: I. $Ta < 41.3$ —

ламинарное течение Куэтта; II. $41.4 \leqslant Ta < 1700$ — ламинарное течение с вихрями Тейлора; III. $1700 < Ta \leqslant ?$ (8000) — мелкомасштабная турбулентность с остаточной кольцевой вихревой структурой.

На снимках, полученных с помощью космических аппаратов «Пионер-10,-11» и «Вояджер-1,-2», на фоне явно выраженной зональной структуры Юпитера видны проявления мелкомасштабной турбулентности. Поэтому, для атмосферы планеты, по-видимому, характерным является третий режим течения. Используя формулу (2), можно вычислить значение коэффициента кинематической вязкости для крупномасштабных движений. При $Ta = 8000$ эта величина оказалась равной

$$K_{♃} = \frac{U_1[r_2 - (r_2 - h_{♃})]}{Ta} \sqrt{\frac{r_2 - (r_2 - h_{♃})}{r_2 - h_{♃}}} = \frac{U_1 h_{♃}}{Ta} \sqrt{\frac{h_{♃}}{r_2 - h_{♃}}} = 1.9 \times 10^{11}\ \text{см}^2\,\text{с}^{-1}. \quad (3)$$

Подчеркнем, что вычисленное значение $K_{♃}$ относится к глубинной конвекции, ответственной за крупномасштабное перемешивание атмосферы Юпитера, т. е. за зональную структуру видимого облачного слоя, и представляет собой ограничение сверху.

Таким образом, приведенные выше рассуждения позволяют предположить, что первая неустойчивость типа вихрей Тейлора, появляющаяся в тонкослойном ($\eta > 0.7$) сферическом течении Куэтта, может быть ответственна за наблюдаемую зональную структуру на Юпитере. Следствием этого явилось определение глубины газовой атмосферы планеты: $h_{♃} \simeq 16271$ км. Это значение в точности совпадает с аналогичной величиной, вычисленной исходя из предположения об адиабатическом изменении температуры атмосферы с глубиной [3]. Кроме того, найдено, что коэффициент кинематической вязкости для крупномасштабного перемешивания атмосферы Юпитера имеет значение $K_{♃} \leqslant 1.9 \cdot 10^{11}$ см^2 с$^{-1}$.

1. *Гринспен Х.* Теория вращающихся жидкостей.— Л. : Гидрометеоиздат, 1975.—304 с.
2. *Джозеф Д.* Устойчивость движений жидкости.— М. : Мир, 1981.—638 с.
3. *Жарков В. Н., Макалкин А. Б., Трубицын В. П.* Модели Юпитера и Сатурна. II. Строение и состав // Астрон. журн.—1974.—51, № 6.— С. 1288—1297.
4. *Смит Б., Хант Дж.* Движение и морфология облаков в атмосфере Юпитера // Юпитер.— М. : Мир, 1979.— Т. II.— С. 433—459.
5. *Стоун П.* Метеорология атмосферы Юпитера // Там же.— С. 460—500.
6. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя.— М. : Наука, 1969.—742 с.
7. *Яворская И. М., Беляев Ю. Н., Монахов А. А.* Экспериментальное исследование потери устойчивости сферическим течением Куэтта // Турбулентные течения.— М. : Наука, 1977.— С. 162—170.
8. *Якушин В. И.* О неустойчивости жидкости в тонком шаровом слое // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.—1969.— № 1.— С. 341—345.
9. *Якушин В. И.* О неустойчивости движения жидкости между двумя вращающимися сферическими поверхностями // Там же.—1970.— № 4.— С. 190—196.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 07.01.85,
после доработки 20.02.85