01;03

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ КОРИОЛИСА НА КОНВЕКЦИЮ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ УГЛОВЫХ И ЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ ОКОЛО ЕЕ ЦЕНТРА МАСС

В.С.Юферев, Э.Н.Колесникова

В работах [1,2] были рассмотрены примеры одномерного конвективного движения жидкости под действием модулированной силы тяжести и силы Кориолиса, связанной с вращением спутника вокруг Земли. Было показано, что при определенных условиях указанные силы будут компенсировать друг друга, в результате чего возможно усиление конвекции. Оказалось, что это усиление имеет резонансный характер и достигает максимального значения при частоте модуляции силы тяжести, равной удвоенной частоте вращения спутника вокруг Земли. Необходимо отметить, что указанный эффект в принципе не может быть описан в рамках модели эффективного ускорения, которая часто используется для расчетов конвекции в условиях невесомости [3].

В реальных условиях полета вследствие действия таких факторов негравитационной природы, как вращение внутренних частей станции (компрессоров, гиродинов), трения об атмосферу Земли, передвижения космонавтов и т. п., орбитальная станция кроме вращения вокруг Земли будет вращаться также и вокруг своего центра масс [4]. В результате суммарная угловая скорость станции в общем случае оказывается переменной, что будет приводить к появлению не только соответствующих микроускорений, но и дополнительной силы Кориолиса. Для исследования указанного явления в настоящей работе, как и в статье [2], используется модель конвективного движения жидкости в тонком прямоугольном параллелепипеде, высота которого существенно меньше остальных двух его измерений.

Пусть грани параллелепипеда параллельны координатным плоскостям, а ось OZ перпендикулярна его основанию. Пусть далее результирующий вектор угловой скорости вращения станции параллелен оси OZ, а его величина равна $\Omega = \Omega_0 + \Omega_1 \cdot \cos\omega_1 t$, где первое слагаемое Ω_0 в правой части есть угловая скорость вращения станции вокруг Земли, а второе описывает угловые колебания спутника вокруг его центра масс с частотой ω_1. Указанные колебания приведут к появлению микроускорений, которые можно записать в виде

$$g_x = \Omega_1^2 R \cos^2 \omega_1 t, \qquad g_y = -\omega_1 \dot{\Omega}_1 R \sin \omega_1 t, \tag{1}$$

где R есть расстояние от контейнера с жидкостью до центра масс станции. Предполагается, что R существенно больше размера контейнера, так что поле вращательных ускорений может считаться однородным в области конвективного движения жидкости.

Положим далее, что параллельно оси OY действует дополнительное микроускорение, связанное с линейными колебаниями станции и изменяющееся во времени по гармоническому закону $g_y = g_0 \sin(\omega_2 t + \theta)$, где θ есть фаза, необходимость введения которой будет ясна дальше из анализа результатов расчетов. Принимая, наконец, что распределение температуры в жидкости является линейной функцией $T = T_0 + Gz$, получим, что в средней части параллелепипеда вектор скорости конвекции будет иметь практически только две компоненты u_x и u_y, зависящие от одной координаты z.

Перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштаба длины — высоту параллелепипеда h, времени — h^2/ν, частоты модуляции и угловой скорости вращения — ν/h^2, а скорости конвекции — $[g]\beta G h^3 \nu^{-1}$. Здесь $[g]$ есть масштаб микроускорений, равный $\Omega_1^2 R$, β — коэффициент теплового расширения жидкости, а ν — ее кинематическая вязкость. Тогда в приближении Буссинеска уравнения импульсов для компонент скорости запишутся в виде

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} - \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} - 2\left(\Omega_0 + \Omega_1 \cos \omega_1 t\right) u_y =$$
$$= -\frac{1}{2}\left(1 + \cos 2\omega_1 t\right) z - \frac{\partial p}{\partial x}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial t} - \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + 2\left(\Omega_0 + \Omega_1 \cos \omega_1 t\right) u_x =$$
$$= \left(\frac{1}{\varepsilon} \sin \omega_1 t - g_0 \sin\left(\omega_2 t + \theta\right)\right) z - \frac{\partial p}{\partial y}, \tag{3}$$

при

$$z = 0 \qquad \text{и} \qquad z = 1 \quad u_x = u_y = 0,$$

где $\varepsilon = \Omega_1/\omega_1$ является амплитудой угловых колебаний орбитальной станции, а градиенты давления должны находиться из условия равенства нулю расхода жидкости в направлении осей OX и OY соответственно. Для неориентированного полета Ω_1 имеет тот же порядок величины, что и

Ω_0, и в этом случае $\varepsilon \approx 0(1)$ (см. [4]). В то же время вращение внутренних частей станции может вызывать угловые колебания с существенно более высокой частотой и скоростью. Однако при этом ε оказывается весьма малой величиной.

Решение задачи (2)–(4) имеет вид

$$u_x = \mathrm{Re}(w), \qquad u_y = \mathrm{Im}(\mathrm{w}), \tag{5}$$

$$w = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Big[2p_n \Phi(2\Omega_0 + n\omega_1) + g_0 J_n(2\varepsilon) \times$$

$$\times \left(\exp(j(\omega_2 t + \theta))\, \Phi\left(2\Omega_0 + n\omega_1 + \omega_2\right) - \right.$$

$$\left. - \exp\left(-j(\omega_2 t + \theta)\right) \Phi\left(2\Omega_0 + n\omega_1 - \omega_2\right) \Big] \times \right.$$

$$\times \exp\left(-j\left(2\varepsilon \sin \omega_1 t - n\omega_1 t\right)\right), \tag{6}$$

где

$$\Phi(a) = \frac{1}{2ja} \left[\frac{2 \sin h(\sqrt{ja}(z - 1/2))}{\sin h(\sqrt{ja/2})} - z + \frac{1}{2} \right], \tag{7}$$

$$p_n = \frac{1}{4\varepsilon} \left((n+3) J_{n+1} + (n-3) J_{n-1} \right), \tag{8}$$

J_n есть функция Бесселя n-го порядка, а Re и Im обозначают вещественную и мнимые части величины ω.

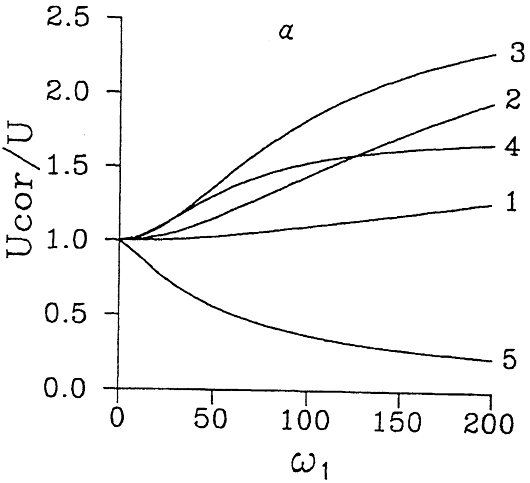
Функция $\Phi(a)$ имеет максимум при $a = 0$, а при больших a стремится к нулю, как a^{-1}. Поэтому, как следует из выражения (5)–(8), если $\omega_{1,2}$ и Ω_0 достаточно велики, то на частотах, удовлетворяющих условиям

$$2\Omega_0 + n\omega_1 = 0, \qquad 2\Omega_0 + n\omega_1 \pm \omega_2 = 0,$$

будет иметь место резонансное усиление конвекции.

В качестве характеристики интенсивности конвекции использовалось максимальное по z значение усредненной по времени среднеквадратичной скорости движения жидкости U. Для лучшей демонстрации влияния силы Кориолиса результаты расчета, как правило, представлялись в виде отношения интенсивностей конвекции U_{cor}/U, вычисленных с учетом силы Кориолиса и без учета ее.

На рис. 1, *а* показано влияние силы Кориолиса на конвекцию жидкости, вызванную действием только угловых колебаний орбитальной станции, в то время как постоянная составляющая угловой скорости Ω_0 и амплитуда линейного ускорения g_0 считались равными нулю. Видно, что, как и в



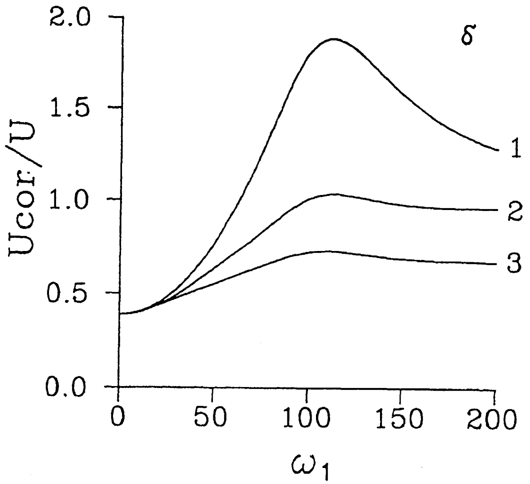


Рис. 1. Влияние силы Кориолиса на конвекцию жидкости, вызванную действием угловых колебаний станции вокруг ее центра масс. Постоянная компонента угловой скорости вращения станции: *а* — $\Omega_0 = 0$: *1* — $\varepsilon = 0.1$; *2* — 0.25; *3* — 0.5; *4* — 1; *5* — 2; *б* — $\Omega_0 = 50$: *1* — $\varepsilon = 0.1$; *2* — 0.5; *3* — 1.

работах [1,2], влияние силы Кориолиса оказывается весьма существенным. И хотя в данном случае явления резонанса не наблюдается, тем не менее результат оказывается неожиданным: при $\varepsilon < 1$ сила Кориолиса увеличивает интенсивность конвекции, а при значении ε, заметно превышающем 1, уменьшает ее. Аналогичные кривые для случая, когда постоянная составляющая угловой скорости вращения станции отлична от нуля и равна 50, приведены на рис. 1, *б*. Как

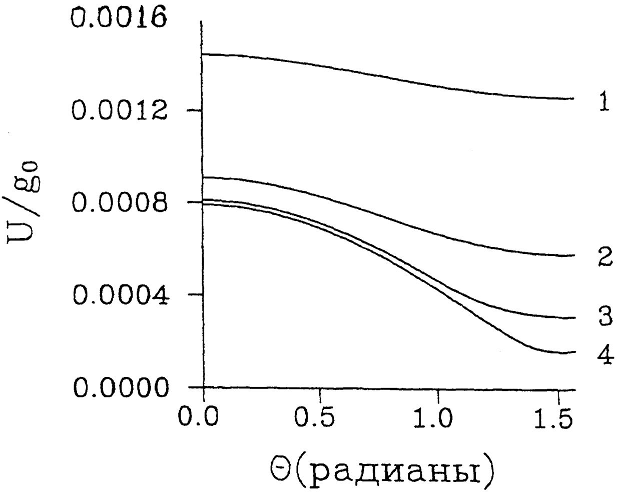


Рис. 2. Зависимость интенсивности конвекции от фазы линейных колебаний станции около ее центра масс. $\Omega_0 = 0$, $g_0 \gg 1$, $\omega_1 = \omega_2$, $\varepsilon = 0.1$. *1* — $\omega = 200$; *2* — 500; *3* — 1000; *4* — 2000.

и следовало ожидать, наблюдается резонансное увеличение интенсивности конвекции, когда $\omega_1 = 2\Omega_0$. Необходимо подчеркнуть, что хотя постоянная компонента угловой скорости вращения станции является, вообще говоря, малой величиной, порядка 0.001 c^{-1}, ее безразмерное значение может быть весьма большим.

Выражения (4)–(8) показывают, что при одновременном воздействии линейных и угловых колебаний станции возможен необычный резонанс при $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. Действительно, пусть $g_0 \gg 1$, $\omega \gg 1$, а $\Omega_0 \ll \omega$. Тогда в правой части (2)–(3) можно пренебречь членами, связанными с угловыми колебаниями станции, а в выражении (6) оставить только члены ряда, соответствующие $n = \pm 1$. В результате для модуля скорости конвекции будем иметь следующее приближенное выражение

$$|u| = 2g_0|\Phi(\Omega_0)|J_1(2\varepsilon)\cos\theta. \tag{9}$$

Отсюда следует неожиданный результат, что величина модуля скорости конвекции оказывается зависящей от фазы θ. Поскольку последнюю практически невозможно контролировать, то получается, что благодаря действию силы Кориолиса, связанной с угловыми колебаниями станции вокруг ее центра масс, амплитуда результирующего конвективного течения жидкости становится случайной функцией. Сказанное выше подтверждается результатами расчета, представленными на рис. 2.

Работа выполнена в рамках контракта Российское космическое агентство — НАСА.

Список литературы

[1] *Юферев В.С.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 3. С. 18.
[2] *Юферев В.С., Колесникова Э.Н.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 5.
[3] *Полежаев В.И.* // Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 22.
[4] *Беляев М.Ю., С.Г. Зыков* и др. // Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 5.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 апреля 1995 г.