

На Рис. 4 изображены вариации темпа счета нейтронов и изменение относительной влажности за 2-е суток (май и июнь), в которых наиболее характерно наблюдается зависимость.

Из сравнения вариаций темпа счета нейтронов и влажности видно, что они ведут себя в противофазе. Но такая зависимость прослеживается не регулярно. К тому же необходимо отметить, что кучево-дождевая облачность наблюдалась на протяжении всех представленных периодов, а не только во время появления вариации КЛ. Например, 11.07.09 (Рис. 1) с 6 ч до 8 ч была кучево-дождевая 50% средняя облачность и 50% нижняя облачность (ниже 2000 м) с высотой нижней кромки 1200 м влажность 53%. С 7ч 30 мин до 8 ч наблюдалась гроза. С 8 ч до 9 ч 30 мин шел слабый ливневой дождь, была кучево-дождевая 80% средняя облачность и 80% нижняя облачность (ниже 2000 м) с высотой нижней кромки 1200 м, влажность 88%. С 9 ч 30 мин до 11 ч была кучево-дождевая 80% средняя облачность и 50% нижняя облачность (ниже 2000 м) с высотой нижней кромки 1200 м, влажность 77%.

Это говорит о необходимости привлечения влияния электрического поля [1] для объяснения наблюдаемого эффекта во всех случаях.

Установлено, что во время длительных повышений (~ 5 часов) напряженности поля в среднем на ~ 7 кВ/м относительно уровня ясной погоды наблюдается значимое уменьшение скорости счета нейтронного монитора в среднем на 0,5 процента. Эффект наблюдался и индивидуально во всех 12 днях, при которых регистрировалось длительное изменение электрического поля при прохождении электрически заряженных облаков. При 6 событиях относительно более коротких повышений (~ 1 часа) напряженности поля в среднем на ~ 5 кВ/м относительно уровня ясной погоды также наблюдается уменьшение скорости счета нейтронного монитора в среднем на ~0,25 процента во всех событиях. Эффект также наблюдался и индивидуально во всех 6 днях. Одновременно в мюонной компоненте КЛ наблюдалось понижение на величину около 0,3%. Для более высокоэнергичных мюонов подобный эффект не обнаружен. С изменением электрического поля до 20 кВ/м наблюдался достоверный ($P < 0,05$) спад счета нейтронов на 1-1,8% совпадающий по времени с резким скачком электрического поля. В мюонах малых энергий так же наблюдается реакция порядка 0,3-0,8%. В мюонах с большей энергией реакции не наблюдается. Сделан вывод, что для объяснения наблюдаемых эффектов кроме известного влияния электрического поля на КЛ необходимо учитывать дополнительное поглощение нейтронов влагой, содержащейся в грозовых облаках.

Работа выполнена в рамках НОЦ «Космофизика» и поддержана грантами РФФИ 08-02-00348-а, 09-05-98540-р_восток_а и программами Президиума РАН 16 и АВЦП проект № РНП 2.1.1/2555 и ФАНИ г.к.02.740.11.0248.

Литература

1. Dorman, L. I. and Dorman I. V. et al., Cosmic-ray atmospheric electric field effects. //J.Geophys. Res. A. 2003. V. 108. №5. 1181doi:1029/2002JA009533.
2. А.С. Лидванский, В.Б. Петков, Н.С. Хаердинов. Вариации интенсивности мюонов космических лучей вызванные грозовыми электрическими полями. // Изв. РАН, сер. физ., 2004. Т. 68. № 11. С. 1605-1607.
3. Антонова В.П., Гуревич А.В., Зыбин К.П. и др. Отклик грозовой активности в данных Тянь-Шаньского нейтронного монитора. // Изв. РАН, сер. физ., 2009. Т. 73. № 3. С. 412-414.

МОДЕЛЬ КОНВЕКЦИИ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ СФЕРИЧЕСКИХ СЛОЯХ ПРИ МАЛЫХ НАДКРИТИЧНОСТЯХ CONVECTION MODEL IN THE ROTATING SPHERICAL LAYERS WITH LOW SUPERCRITICALITIES

Г.М. Водинчар, Л.К. Крутьева

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, ikir@ikir.ru

Convective instability in the spherical shell of the viscous liquid in relation to the elementary (basic) poloidal perturbations presented by generic field of some spectral problem is observed in the paper. Non rotating and rotating shell cases are considered. In case of rotation, coriolis effect on the poloidal perturbation approximates by two toroidal components. Explicit expressions for critical values of the Rayleigh number in accordance with perturbations and relative thickness of the layer are shown. Layer parameters corresponding to the liquid Earth's core are separately analyzed.

Конвективные процессы в сферических оболочках являются основными формами движения в астро- и геофизических объектах и играют важную роль в генерации магнитных полей.

В работе рассматривается конвективная неустойчивость в сферической оболочке по отношению к элементарным полоидальным возмущениям, в качестве которых выступают собственные поля некоторой спектральной задачи. Представлены явные выражения для критических значений числа Релея в зависимости от возмущений при параметрах слоя, соответствующих жидкому ядру Земли.

1. Невращающаяся оболочка.

Рассмотрим сферическую оболочку D вязкой жидкости толщиной h . Будем использовать сферическую систему координат с началом в центре O слоя, совместив ось вращения слоя с осью $\theta = 0$. Температуру на внутренней и внешней границах слоя считаем постоянной, причем на внутренней границе она выше, чем на внешней. Обозначим через \mathbf{v} и T поля скорости и температуры, соответственно.

Будем использовать следующие упрощающие предположения: жидкость в оболочке – несжимаемая, вариации плотности относительно среднего значения ρ_0 малы, кинематическая вязкость ν и температуропроводность k постоянны. Температура на внутренней r_1 и внешней $r_2 = r_1 + h$ границах оболочки сохраняет постоянные значения T_1 и $T_2 = T_1 - \delta T$, где δT – положительная разность температур.

Тогда уравнения конвекции в приближении Буссинеска в безразмерной форме имеют вид:

$$\mathbf{rot} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \mathbf{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{rot} \mathbf{v}) = \mathbf{rot} \Delta \mathbf{v} + \text{Ra} \text{Pr}^{-1} \mathbf{rot} \left(\frac{\Theta r}{r_2} \right) \mathbf{e}_r,$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \Theta - r_1 r_2 \frac{v_r}{r^2} = \text{Pr}^{-1} \Delta \Theta, \quad (1)$$

$$\nabla \mathbf{v} = 0.$$

Управляющими параметрами модели являются: число Релея $\text{Ra} = \delta T g_2 h^3 \beta / \nu k$ и число Прандтля $\text{Pr} = \nu / k$. Здесь $\mathbf{g}_2 = -g_2 \mathbf{e}_r$ – ускорение свободного падения на внешней границе оболочки, β – коэффициент объемного теплового расширения, Θ – отклонение температуры от стационарного гиперболического профиля. Система (1) дополняется однородными граничными условиями для температуры, условиями прилипания для скорости на внутренней и внешней границах оболочки: $\Theta(r = r_{1,2}) = 0$, $\mathbf{v}(r = r_{1,2}) = \mathbf{0}$.

Рассмотрим разложения полей скорости и температуры на элементарные возмущения, в качестве которых будем использовать собственные поля спектральных задач, связанных с оператором Лапласа. Температуру представим в виде $\Theta = \sum_{k,n,m} \alpha_{nm}(t) \Theta_{nm}(r, \theta, \varphi)$, где Θ_{nm} –

собственные функции оператора Лапласа, нулевые при $r_{1,2}$. Тороидальную составляющую поля

скорости запишем в виде $\mathbf{v}^T = \sum_{k,n,m} \beta_{nm}^T(t) \mathbf{v}_{nm}^T(r, \theta, \varphi)$, где $\mathbf{v}_{nm}^T = \mathbf{rot} \left(R_{kn}^T(r) Y_m^n(\theta, \varphi) \mathbf{r} \right)$ – собственные

поля векторного оператора Лапласа, удовлетворяющие условию прилипания при $r_{1,2}$. Наконец,

полоидальную часть скорости представим в виде $\mathbf{v}^P = \sum_{k,n,m} \beta_{nm}^P(t) \mathbf{v}_{nm}^P(r, \theta, \varphi)$, где

$\mathbf{v}_{nm}^P = \mathbf{rot} \mathbf{rot} \left(R_{kn}^P(r) Y_m^n(\theta, \varphi) \mathbf{r} \right)$ собственные поля спектральной задачи $\mathbf{rot} \Delta \mathbf{P} + \mu \mathbf{rot} \mathbf{P} = 0$ в пространстве полоидальных полей, нулевых при $r_{1,2}$. Подробности расчета этих базисных полей и собственных значений описаны в работе [1].

Рассмотрим в поле скорости одно элементарное полоидальное возмущение $\mathbf{v}_1 = \mathbf{0}_n^m$. Значение индекса $k=0$ обусловлено тем, что именно эти возмущения обеспечивают транспорт вещества от внутренней границы оболочки к внешней. В разложении температуры оставляем две моды: $\Theta_0 = \Theta_0^0$ и $\Theta_1 = \Theta_1^m$. Такой отбор используется по аналогии с моделью Лоренца маломодовой конвекции в плоском слое. Случай $m=0$ не рассматривался, поскольку соответствующие линии тока жидкости лежат в меридиональных плоскостях, а такое движение физически представляется физически неустойчивым.

Методом Галеркина, используя идеи работы [2] для амплитуд отобранных мод получена следующая система:

$$\begin{aligned} A_1^1 \frac{\partial \beta_1}{\partial t} &= \text{Ra Pr}^{-1} D_1^1 \alpha_1 - A_1^1 \mu \beta_1, \\ \frac{\partial \alpha_0}{\partial t} &= F_{11}^0 \beta_1 \alpha_1 - \text{Pr}^{-1} \lambda_0 \alpha_0, \\ \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} &= F_{01}^1 \alpha_0 \beta_1 + H_1^1 \beta_1 - \text{Pr}^{-1} \lambda_1 \alpha_1, \end{aligned} \quad (2)$$

коэффициенты которой являются некоторыми интегралами по объему оболочки от базисных мод. В результате аналитического интегрирования было установлено, что эти коэффициенты не зависят от индекса m , поэтому в рамках описываемого анализа развести устойчивость возмущений по этому индексу невозможно.

Дивергенция поля фазовых скоростей системы (2) очевидно отрицательна, поэтому фазовые траектории сходятся к некоторому предельному многообразию, размерность которого меньше трех. Ясно также, что система (2) при любых значениях управляющих параметров имеет нулевую точку покоя, соответствующую отсутствию конвекции. Отметим и симметрию этой системы относительно замены знаков амплитуд β_1 и α_1 при сохранении знака α_0 .

Можно показать, что система (2) имеет две (следствие вышеуказанной симметрии) ненулевые точки покоя, когда число Релея превосходит критическое значение $\text{Ra}_{cr}^1 = \mu \lambda_1 A_1^1 / (H_1^1 D_1^1)$. При этом же значении числа Релея теряет устойчивость нулевая точка. Две ненулевые точки подобно случаю задачи Лоренца сначала устойчивы, а при дальнейшем увеличении числа Релея теряют устойчивость при значениях числа Прандтля более 5.

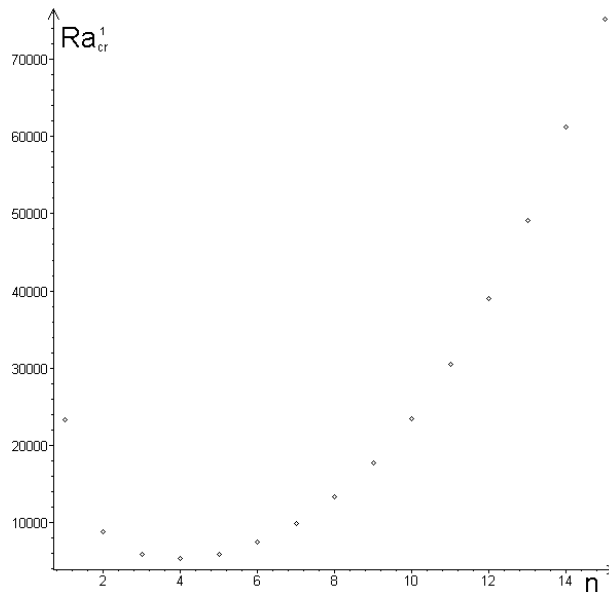


Рис. 1. Зависимость критического значения числа Релея от индекса n .

Результаты расчетов критического значения числа Релея для различных n в параметрах оболочки, характерных для земного ядра ($r_1 = 0.664h$), приведены на рис. 1. Видно, что минимальное значение достигается при $n = 4$. Поэтому можно сказать, что при малых надкритичностях для земного ядра характерны конвективные движения такого типа.

Неустойчивость точек покоя при отрицательной фазовой дивергенции говорит о наличии предельных многообразий типа предельного цикла или аттрактора. На рис. 2 – 3 приведены формы этих многообразий при различных числах Прандтля и различных надкритичностях $\text{Ra}/\text{Ra}_{cr}^1$.

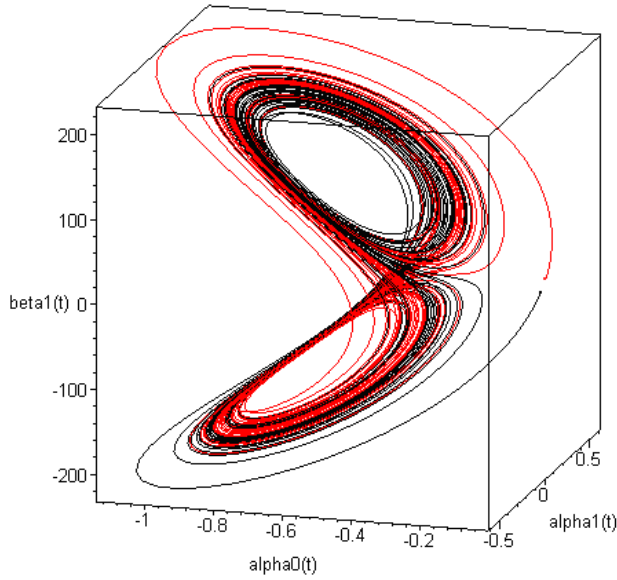


Рис. 2. Аттрактор при $Pr = 5$, $Ra/Ra_{cr} = 20$. Начало красной и черной линий из ненулевых точек покоя.

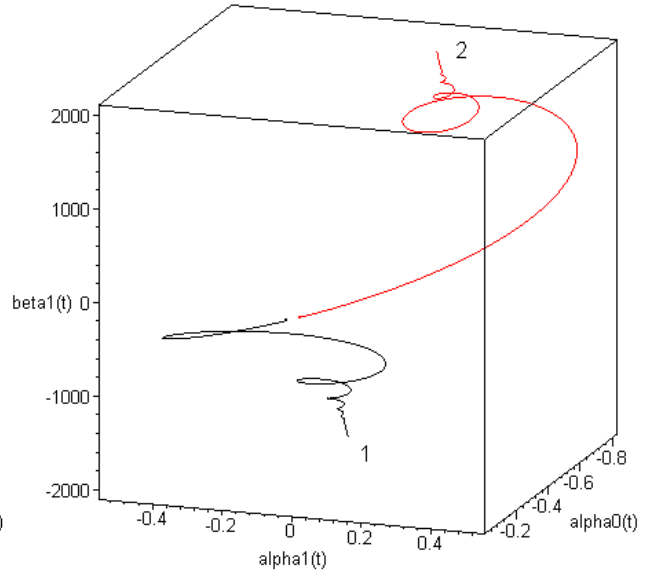


Рис. 3. Аттрактор при $Pr = 0.1$ и малых надкритичностях числа Релея. 1 и 2 – устойчивые точки покоя.

2. Вращающаяся оболочка.

Далее ограничимся отношением радиусов слоя, характерных для жидкого ядра Земли. Поскольку, в невращающемся случае было установлено, что минимальное значение Ra_{cr}^1 достигается при $n=4$, будем рассматривать только это значение n . Естественно ожидать, что наличие вращения приведет к расщеплению Ra_{cr}^1 по m . Для учета кориолисова сноса основной конвективной моды \mathbf{v}_1 добавляем две тороидальные моды скорости $\mathbf{v}_2 = {}_0\mathbf{T}_5^m$ и $\mathbf{v}_3 = {}_1\mathbf{T}_3^m$. Выбор этих мод обусловлен тем, что при аппроксимации силы Кориолиса, действующей на \mathbf{v}_1 , другими компонентами скорости именно эти две тороидальные моды дают основной вклад.

В правую часть первого уравнения системы (1) добавляем кориолисов член $-\tau \mathbf{rot}(\mathbf{e}_z \times \mathbf{v})$, где число Кориолиса $\tau = 2h^2\Omega/\nu$. Система (2) с учетом добавленных мод скорости и кориолисова члена примет вид:

$$\begin{aligned} A_1^1 \frac{\partial \beta_1}{\partial t} &= Ra \, Pr^{-1} D_1^1 \alpha_1 - A_1^1 \mu_1 \beta_1 + \tau (E_2^1 \beta_2 + E_3^1 \beta_3), \\ A_2^2 \frac{\partial \beta_2}{\partial t} &= \tau E_1^2 \beta_1 - A_2^2 \mu_2 \beta_2, \\ A_3^3 \frac{\partial \beta_3}{\partial t} &= \tau E_1^3 \beta_1 - A_3^3 \mu_3 \beta_3, \\ \frac{\partial \alpha_0}{\partial t} &= F_{01}^0 \beta_1 \alpha_1 - Pr^{-1} \lambda_0 \alpha_0, \\ \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} &= F_{00}^1 \alpha_0 \beta_1 + H_1^1 \beta_1 - Pr^{-1} \lambda_1 \alpha_1. \end{aligned} \quad (3)$$

При этом действительно имеет место расщепление по индексу m , проявляющееся в зависимости коэффициентов E_i^k от этого индекса.

Установлено, что система (3) имеет ненулевые точки покоя, если число Релея превосходит критическое значение

$$Ra_{cr}^2 = Ra_{cr}^1 + \tau^2 \left(-\frac{\lambda_1 E_2^1 E_1^2}{H_1^1 D_1^1 A_2^2 \mu_2} - \frac{\lambda_1 E_3^1 E_1^3}{H_1^1 D_1^1 A_3^3 \mu_3} \right). \quad (4)$$

В полученном выражении первое слагаемое является равным критическому значению числа Релея в невращающейся модели. Далее идет член, квадратичный по τ , причем расчеты показали, что выражение в скобках положительное. Наличие двух точек покоя также связано с определенной симметрией системы (3) относительно смены знаков амплитуд. Численный счет показал, что найденные точки покоя неустойчивы при $\tau > 10$, но дивергенция фазовых скоростей, как и в случае отсутствия вращения, отрицательная. Поэтому фазовое пространство также должно обладать предельным многообразием типа предельного цикла или аттрактора.

Численные расчеты показали, что при различных m и для значения $\tau = 6.4 \cdot 10^{14}$, которое согласуется с τ в земном ядре, значения Ra_{cr}^2 составляют:

$$Ra_{cr1}^2 = 6.8 \cdot 10^{28} \text{ для } m = 1;$$

$$Ra_{cr2}^2 = 7.4 \cdot 10^{28} \text{ для } m = 2;$$

$$Ra_{cr3}^2 = 8.4 \cdot 10^{28} \text{ для } m = 3.$$

Оценка числа Релея для ядра при принятых в задачах геодинamo значениях параметров [3] $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $k = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\delta T = 10^3 \text{ К}$, $\beta = 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ дает $Ra \sim 10^{29}$, что соответствует малым надкритичностям, рассмотренным в данной работе.

Выводы.

В работе проведено обобщение задачи Лоренца маломодовой конвекции на сферическую оболочку. Показано, что при относительной толщине оболочки характерной для жидкого ядра Земли при условии малых надкритичностей первыми возбуждаются конвективные моды, соответствующие сферическому индексу $n = 4$. Установлено, что в рамках рассматриваемой модели различие условий генерации мод по индексу m без учета вращения не возникает. Подобно задаче Лоренца при превышении числом Релея критического значения возникает два режима стационарной конвекции.

При рассмотрении вращающейся оболочки показано, что критическое число Релея всегда превосходит невращающийся случай, причем оно растет пропорционально квадрату угловой скорости. Расчеты этих критических значений при степени $n = 4$ и порядках $m = 1, 2, 3$ при параметрах слоя, подобным параметрам жидкого ядра, показали, что эти значения являются величинами одного порядка. Тот же порядок дают оценки реального числа Релея, что свидетельствует о малой надкритичности земной конвекции и о том, что крупномасштабная конвекция может описываться одной из полоидальных мод типа ${}_0V_{4m}^P$.

Работа выполнена при поддержке ДВО РАН (проект 10-III-B-07-158).

Литература

1. Водинчар Г.М., Шевцов Б.М. Маломодовая модель конвекции во вращающемся шаровом слое вязкой жидкости // Вычислительные технологии. 2009. Т. 14. № 4. С. 3-15.
2. Ладыженская О.А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1970. 232 с.
3. Kono M., Roberts P.H. Recent geodynamo simulations and observations of the field // Reviews of Geophysics. 2002. V. 40. № 10. P. B1-B41.

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОПОМЕХИ, КАК СРЕДСТВО ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ LOW-FREQUENCY RADIO NOISE AS A MEANS OF ENVIRONMENT DIAGNOSTICS

Ларкина В.И.

ИЗМИРАН, larkina@izmiran.ru

The complex analysis of the results of satellite measurements of low-frequency electromagnetic emission intensity in the sound range of frequencies of 100 Hz-20 kHz (which are considered to be radio noise), streams of energy electrons, density and temperatures of ionospheric plasma showed the reaction of ionosphere plasmas on the processes of geomagnetic disturbances, preparations of active seismic and slow geodynamic processes. Change of ionosphere plasma parameters, especially, of the intensity of low-frequency noise, over the regions of radioactive pollution was established. The scheme of global satellite monitoring for remote sounding of ecological conditions to reveal the indignations of natural and technogenic character is offered.