

ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ

МАТЕМАТИКА И ФИЗИКА

УДК 532.546.013.4:536.25

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ СОВЕРШЕННОГО ГАЗА В ТОНКОМ КОАКСИАЛЬНОМ ЗАЗОРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

М. М. Рамазанов

Институт проблем геотермии ДНЦ РАН

Рассмотрена естественная конвекция совершенного газа в пористой среде между двумя коаксиальными горизонтальными цилиндрами большой длины, расположенными в теплопроводном пространстве. Исследована двухмерная задача (тонкое пористое кольцо) в плоскости ортогональной оси цилиндров. На основе полученных аналитических решений выявлены закономерности зависимости условий возникновения конвекции и характеристик нелинейной стационарной конвекции от небуссинесковских параметров – критерия сжимаемости газа и заданного вдали от контура постоянного градиента температуры. В частности, показано, что в отличие от приближения Буссинеска, при относительно большой сжимаемости возможны ситуации, когда газ в верхней части кольца одновременно является более холодным и менее плотным, чем в нижней.

Natural convection of perfect gas in a porous medium between two horizontal cylinders of great length, placed in a heat conducting space, is considered. The two-dimensional problem (a thin porous ring) in the plane of orthogonal axis of the cylinders is investigated. Based on the obtained analytical solutions the regularities are revealed for dependence of the convection origin conditions and characteristics of non-linear stationary convection on the non-Boussinesq parameters – the criterion of gas compressibility and the stable temperature gradient, set far from the contour. Specifically it is shown that unlike the Boussinesq approximation at relatively big compressibility the situations are possible when gas in the upper part of the annulus is simultaneously colder and less dense than in the lower one.

Ключевые слова: конвекция совершенного газа; пористая среда; небуссинесковские параметры; аналитические решения.

Keywords: convection of perfect gas; non-Boussinesq parameters; analytical solutions.

Обычно естественную конвекцию, как жидкостей, так и газов, рассматривают в приближении Буссинеска, т.е. предполагается, что плотность линейно зависит от температуры, а ее зависимостью от давления и вовсе пренебрегают [1–2]. Такой подход существенно упрощает задачу и в большинстве случаев оправдан, что подтверждается экспериментами. Однако если перепад температуры и (или) толщина слоя газа или жидкости достаточно большие, что характерно для природных условий, например, для вулканических областей земной коры, это приближение становится неприемлемым. Кроме того, если жидкость (газ) находится в состоянии, близком к термодинамической критической точке, окрестность которой характеризуется сильной сжимаемостью и другими аномальными свойствами, даже в лабораторных условиях указанное приближение становится неприемлемым. В этом случае необходимо учитывать как сжимаемость среды, так и нелинейную зависимость плотности от температуры. Хотя изучению указанных факторов посвящено относительно немного работ, такие исследования начаты достаточно давно [3–5]. Критерий возникновения конвекции совершенного газа был предложен Джеффри [4] на основе линеаризованной системы уравнений Навье – Стокса. При этом решение спектральной задачи, которая собственно и определяет условие возникновения конвекции, как это было сделано Рэлеем в случае приближения Буссинеска, не было найдено. В результате степень точности указанного критерия была не ясна. Такая спектральная задача как для совершенного газа, так и для газа Ван-дер-Ваальса была решена в [6]. Однако решение найдено в приближении линеаризации механического равновесия, полагая,

что физические свойства газа мало меняются по пространству. В последние годы исследования по небуссиновской конвекции активизировались в связи с изучением тепломассопереноса вблизи термодинамической критической точки [6–10]. Рассматриваемый класс задач в математическом отношении является достаточно сложным. В связи с этим аналитические решения здесь достаточно редки и относятся, как правило, к линеаризованным системам. В численных же методах при изучении свойств многопараметрических систем иногда приходится перебирать очень большое число вариантов, что требует значительных затрат машинного времени. В данной работе, которая развивает результаты [12], аналитическими методами найдены критическое число Рэлея и решение нелинейной стационарной задачи в общем случае (для произвольных значений критерия гидростатической сжимаемости e и перепада температуры d). Построены трехмерные графики, которые дают ясное представление о зависимости условий возникновения конвекции и характеристик нелинейной стационарной конвекции от параметров e и d .

1. Постановка задачи. Насыщенная совершенным газом пористая среда заполняет тонкий зазор между двумя коаксиальными горизонтальными цилиндрами большой длины, расположенными в теплопроводном пространстве. Рассматривается двумерная задача в плоскости ортогональной оси цилиндров (рис. 1). Средний радиус цилиндров обозначим r_0 , а толщину зазора h ($h \ll r_0$). На бесконечности задан вертикальный, направленный вниз, постоянный градиент температуры. Предполагаем, что полная масса газа M в пористом кольце (контуре) задана. Требуется изучить влияние сжимаемости газа и заданного вдали от контура градиента температуры на свойства конвекции.

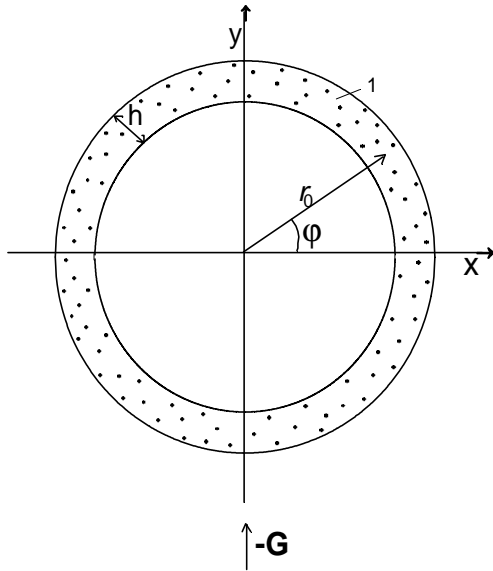


Рис. 1. Модель задачи: 1 – тонкое пористое кольцо в теплопроводном пространстве; h – толщина кольца, r_0 – средний радиус кольца, G – термический градиент

Все теплофизические коэффициенты и проницаемость контура считаем постоянными и пренебрегаем диссипацией энергии, связанной с трением между газом и вмещающими породами.

В [11], в случае приближения Буссинеска, показано, что для описания конвекции в рассматриваемой задаче с точностью порядка отношения толщины кольца h к его радиусу r_0 можно использовать гидравлическое приближение (пренебрегается изменением термомеханических полей по толщине кольца). Используя тот же подход, основанный на усреднении двумерных уравнений конвекции по толщине тонкого

кольца, можно показать, что и в рассматриваемом случае сжимаемого газа гидравлическое приближение приемлемо с той же точностью. Таким образом, все величины внутри контура зависят от одной пространственной координаты: угла j . Учитывая сказанное, систему уравнений, описывающую конвекцию в рассматриваемых условиях и включающую уравнения Дарси, неразрывности, баланса энергии и уравнение состояния, запишем в безразмерном виде [12]:

$$\frac{edgw}{Rah} + p' + egr \cos j = 0; \quad hm \frac{\partial p}{\partial t} + (rw)' = 0; \quad r = \frac{p}{T}$$

$$hb \frac{\partial T}{\partial t} + rwT' - \frac{hm(g-1)}{g} \frac{\partial p}{\partial t} = \left[\frac{\partial T_n}{\partial r} \right] - e(g-1)rw \cos j \quad (1.1)$$

$$b_1 \frac{\partial T_n}{\partial t} = \Delta T_n; \quad \Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial j^2}$$

(1.2)

$$Ra = \frac{k r_0^2 C_p g b_0 G r_0^2}{m l_n}, \quad b = \frac{C_m}{r C_p}, \quad b_1 = \frac{C_n}{r C_p}, \quad e = \frac{g r_0}{g R T_0}, \quad d = \frac{G r_0}{T_0}, \quad b_0 = \frac{1}{T_0}.$$

Здесь $w = uh$ – объемный расход газа в контуре (u – скорость фильтрации газа); r, m – плотность и вязкость газа соответственно; k – проницаемость контура; m – пористость контура; p – давление газа; T – температура в контуре; T_n – температура среды вне контура; l_n – коэффициент теплопроводности вне контура; R – удельная газовая постоянная; $[f]$ – скачок функции f на контуре; штрих означает производную по угловой координате j ; Ra – число Релея; h – отношение толщины контура к его радиусу; G – величина заданного градиента температура; g – показатель адиабаты; e – критерий гидростатической сжимаемости; d – характерный перепад температуры в безразмерном виде. Для безразмерной записи системы уравнений использованы масштабы: r_0 – длины; $l_n / r_0 C_p r_0$ – скорости; T_0 – температуры (T_0 – абсолютная температура в начале координат при механическом равновесии); $r_0 C_p r_0^2 / l_n$ – времени; r_0 – плотности (r_0 – средняя плотность газа, определяемая по заданной полной массе газа в контуре); $p_0 = R r_0 T_0$ – давления.

В качестве граничных условий потребуем непрерывность температуры на границах кольца, периодичность величин T, p внутри кольца по j , сохранение полной массы газа в кольце, ограниченность температуры в начале координат и равенство ее градиента заданной величине на бесконечности.

Как видно из системы (1.1)–(1.2), критерием, определяющим интенсивность конвекции, в данной задаче (при фиксированных прочих критериях) является не число Рэлея, а произведение числа Рэлея на безразмерную толщину кольца Rah . Поэтому для возникновения конвекции при $h \ll 1$ число Рэлея должно быть большим, так, чтобы Rah было не малой величиной.

Так как по условию $h \ll 1$, пренебрегая в системе (1.1)–(1.2) членами порядка h и учитывая сделанное замечание, получим следующую систему уравнений и граничные условия:

$$\frac{edgQ}{Rahr} + p' + egr \cos j = 0, \quad Q(t) = rw, \quad r = \frac{p}{T}$$

$$Q T' = \left[\frac{\partial T_n}{\partial r} \right] - e(g-1)Q \cos j, \quad b_1 \frac{\partial T_n}{\partial t} = \Delta T_n$$

(1.3)

Граничные условия: $T_n|_{r=1 \pm 0} = T$; $\lim_{r \rightarrow \infty} (T_n - 1 + dr \sin j) = 0$

$$(T, p)(j + 2\pi) = (T, p)(j), \quad \int_0^{2\pi} r dj = 2\pi.$$

(1.4)

Здесь $Q(t)$ – массовый расход газа в контуре.

Уравнения (1.3)–(1.4) вместе с начальным условием для T_n представляют замкнутую задачу, в которой имеется три небуссиновских критерия e, d и γ . Далее исследуется характер зависимости стационарного решения задачи (1.3)–(1.4) от параметров e и d .

2. Устойчивость механического равновесия. Полагая в (1.3)–(1.4) $Q = \partial T_n / \partial t = 0$, для распределений p_0, T_0, r_0 при механическом равновесии получим систему уравнений

$$p'_0 + \frac{eg \cos j}{T_0} p_0 = 0, \quad r_0 = \frac{p_0}{T_0}$$

(2.1)

$$\Delta T_{n0} = 0.$$

Интегрируя эту систему с учетом условий (1.4), найдем

$$\begin{aligned} T_0 &= 1 - d \sin j, \quad p_0 = A(1 - d \sin j)^{eg/d} \\ r_0 &= A(1 - d \sin j)^{eg/d-1}, \quad T_{n0} = 1 - dr \sin j. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь A – коэффициент, определяемый из условия фиксирования полной массы газа (1.4).

Представим решение системы (1.3)–(1.4) в виде:

$$\begin{aligned} T_n &= T_{n0} + e^{-at} Q_0 T_{n1}; \quad p = p_0 + e^{-at} Q_0 p_1 \\ p &= p_0 + e^{-at} Q_0 p_1, \quad T = T_0 + e^{-at} Q_0 T_1, \quad r = r_0 + e^{-at} Q_0 r_1 \\ &(2.3) \\ Q &= e^{-at} Q_0, \quad Q_0 = \text{const} \ll 1. \end{aligned}$$

Подставляя (2.3) в систему (1.3)–(1.4), в линейном приближении относительно Q_0 (после сокращения на $e^{-at} Q_0$) получим следующую систему

$$-ab_1 T_{n1} = \Delta T_{n1} \quad (2.4)$$

$$T_0' = \left[\frac{\partial T_{n1}}{\partial r} \right] - e(g-1) \cos j, \quad r_1 = \frac{T_0 p_1 - p_0 T_1}{T_0^2} \quad (2.5)$$

$$p_1' + \frac{eg \cos j}{T_0} p_1 - \frac{eg \cos j p_0}{T_0^2} T_1 + \frac{edg}{Rah r_0} = 0 \quad (2.6)$$

Интегрируя уравнения (2.4) с учетом (2.5), (1.4), получим

$$T_{n1} = \begin{cases} -\frac{d(1-K)}{w} \frac{H_1(\sqrt{b_1 a} \cdot r)}{H_1(\sqrt{b_1 a})} \cos j, & r \geq 1 \\ -\frac{d(1-K)}{w} \frac{J_1(\sqrt{b_1 a} \cdot r)}{J_1(\sqrt{b_1 a})} \cos j, & r \leq 1 \end{cases} \quad (2.7)$$

$$T_1 = -\frac{\delta(1-K)}{\omega} \cos \varphi, \quad \omega = \sqrt{b_1 \alpha} \left(\frac{H_1'(\sqrt{b_1 \alpha})}{H_1(\sqrt{b_1 \alpha})} - \frac{J_1'(\sqrt{b_1 \alpha})}{J_1(\sqrt{b_1 \alpha})} \right).$$

Здесь $J_1(z)$, $H_1(z)$ – соответствующие функции Бесселя первого порядка, вообще говоря, комплексного переменного, штрих означает производную, $K = e(g-1)/d$ – число Шварцшильда для совершенного газа. В общем случае число Шварцшильда равно отношению адиабатического градиента температуры к заданному [6].

Условие периодичности решения уравнения (2.6) с учетом (2.7) имеет вид:

$$Ra h = -\frac{w I_1}{(1-K) I_2} \quad (2.8)$$

$$I_1 = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\rho_0^2 (1 - \delta \sin \varphi)}, \quad I_2 = \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \varphi}{(1 - \delta \sin \varphi)^2} d\varphi.$$

Равенство (2.8) возможно только для вещественных значений w .

Рассмотрим уравнение комплексно-сопряженное уравнению (2.4)

$$-\bar{a} b_1 \bar{T}_{n1} = \Delta \bar{T}_{n1}. \quad (2.9)$$

Умножая уравнение (2.4) на \bar{T}_{n1} , уравнение (2.9) на T_{n1} , интегрируя их по всей плоскости с учетом (2.7), после вычитания одного от другого получим уравнение

$$(a - \bar{a})b_1 \int_0^{\infty} \int_0^{2p} T_n \bar{T}_n r dj dr = \frac{pd^2(1-K)^2}{w\bar{w}}(w - \bar{w}).$$

Из этого уравнения следует, что если W вещественно, то и a вещественно. Следовательно, в данной задаче неустойчивость механического равновесия возможна только относительно монотонных возмущений. Для нахождения критерия возникновения конвекции в этом случае необходимо положить $a=0$. Учитывая, что $\lim_{a \rightarrow 0} w(a) = -2$ и вычисляя интеграл I_2 , из (2.8) для критического числа Рэлея получим выражение

$$Ra_c h = \frac{d^2 \sqrt{1-d^2}}{p(1-K)(1-\sqrt{1-d^2})} \int_0^{2p} \frac{dj}{r_0^2(1-d \sin j)}. \quad (2.10)$$

В пределе при $e \rightarrow 0$ (сжимаемость равна нулю) из (2.10) получим

$$Ra_c h = \frac{2(1+\sqrt{1-d^2})}{\sqrt{1-d^2}}. \quad (2.11)$$

С точностью до величин более высокого порядка малости относительно d и e из (2.10) найдем

$$\frac{Ra_c h(1-K)}{4} = 1 + 0.25(d^2 - 8ged + 6g^2e^2). \quad (2.12)$$

Таким образом, если $K < 1$ и число Рэлея больше критического Ra_c , механическое равновесие неустойчиво. Если же $K > 1$, конвекция не возникает (условие Шварцшильда).

3. Стационарное решение нелинейной задачи. В стационарном случае из (1.3)–(1.4) после преобразования с помощью уравнения состояния получим систему

$$p' + \frac{eg \cos j}{T} p + \frac{edgQ}{Rah} \frac{T}{p} = 0; \quad Q = const; \quad r = \frac{p}{T}$$

$$QT', \left[\frac{\partial T_n}{\partial r} \right] - dKQ \cos j, \quad K = \frac{e}{d}(g-1) \quad (3.1)$$

$$\Delta T_n = 0. \quad (3.2)$$

Интегрируем уравнения для температуры в (3.1)–(3.2) с учетом постоянства Q и условий (1.4). Присваивая индексы s , se и si для решений, относящихся к контуру, к внешней и внутренней (относительно контура) областям соответственно, получим

$$T_s = 1 + d(a \cos j + (b-1) \sin j); \quad T_{se} = 1 + \frac{d}{r}(a \cos j + (b-r^2) \sin j)$$

$$T_{si} = 1 + dr(a \cos j + (b-1) \sin j); \quad a = \frac{2(1-K)Q_s}{4+Q_s^2}; \quad b = \frac{(1-K)Q_s^2}{4+Q_s^2}. \quad (3.3)$$

При известной температуре (3.3) нелинейное уравнение для p (в системе (3.1)) сводится к линейному уравнению относительно p^2 и интегрируется. В результате получим

$$p_s = e^{-egs(j)} \sqrt{\frac{2edgQ_s}{Rah} \left(c_0 \int_0^{2p} T_s e^{2egs(j)} dj - \int_0^j T_s e^{2egs(j)} dj \right)} \quad (3.4)$$

$$s(\varphi) = \frac{a}{\delta(a^2 + (b-1)^2)} \left(\varphi - \frac{2}{\sqrt{1 - \delta^2(a^2 + (b-1)^2)}} \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{(1 + \delta a) \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} + \delta(b-1)}{\sqrt{1 - \delta^2(a^2 + (b-1)^2)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{b-1}{a} \ln \frac{1 + d(\operatorname{acc} j + (b-1) \sin j)}{1 + da} \right) \quad \cdot \gamma_0 = \frac{1}{1 - e^{2\operatorname{egs}(2p)}}$$

(3.5)

Подставляя выражение для плотности $r_s = p_s / T_s$ в уравнение сохранения полной массы газа (1.4), получим нелинейное алгебраическое уравнение относительно расхода газа Q_s

$$\frac{1}{2p_0} \int_0^{2p} \frac{p_s(Q_s, j)}{T_s(Q_s, j)} dj = 1.$$

(3.6)

Таким образом, после решения (3.6) относительно расхода $Q_s = \text{const}$ формулы (3.3–3.5) дают аналитическое решение задачи.

4. Устойчивость стационарного решения. Представим решение (1.3–1.4) в виде

$$T = T_s + e^{-at} Q' T', \quad T_{ne} = T_{se} + e^{-at} Q' T'_{ne}, \quad T_{ni} = T_{si} + e^{-at} Q' T'_{ni} \\ Q = Q_s + e^{-at} Q', \quad p = p_s + e^{-at} Q' p', \quad r = r_s + e^{-at} Q' r' \\ (4.1) \\ Q' = \text{const} \ll 1.$$

Подставим выражения (4.1) в систему уравнений (1.3–1.4). После линеаризации по Q' и сокращения на $Q' e^{-at}$, опуская штрихи, получим

$$\frac{\operatorname{edg}(r_s - r Q_s)}{Ra h r_s^2} + p' + \operatorname{eg} \cos j r = 0; \quad r = \frac{T_s p - p_s T}{T_s^2} \\ (4.2) \quad Q_s T' = \left[\frac{\partial T_n}{\partial r} \right] - T'_s - dK \cos j, \quad -ab_1 T'_{ne} = \Delta T'_{ne}, \quad ab_1 T'_{ni} = \Delta T'_{ni}.$$

Решение для температуры в (4.2) найдем в виде

$$T_{ni} = \frac{J_1(\sqrt{b_1 \alpha} \cdot r)}{J_1(\sqrt{b_1 \alpha})} (A \cos \varphi + B \sin \varphi); \quad T_{ne} = \frac{H_1(\sqrt{b_1 \alpha} \cdot r)}{H_1(\sqrt{b_1 \alpha})} (A \cos \varphi + B \sin \varphi) \\ T = A \cos \varphi + B \sin \varphi; \quad A = -\frac{\delta[(1-b-K)\omega + Q_s a]}{\omega^2 + Q_s^2}; \quad B = \frac{\delta[(1-b-K)Q_s - \omega a]}{\omega^2 + Q_s^2},$$

где выражение для W дано в (2.7).

Таким образом, равенства (4.3) определяют возмущения температуры в контуре в зависимости от декремента a . При известном возмущении температуры T из системы (4.2) аналитически находим возмущение давления и плотности газа. Подставляя эти выражения в условие сохранения полной массы газа для возмущений, найдем уравнение для декремента затухания a .

5. Обсуждение результатов. При расчетах использовалось значение показателя адиабаты $g = 7/5$. Для определенности рассматривалась циркуляция газа против часовой стрелки. Если $K > 1$, конвекция в газе не возникает [3, 5] и наличие вмещающих пород не меняет дела. Если же $K < 1$, для возникновения конвекции число Рэлея должно превышать критическое значение Ra_c . В данной задаче это критическое число дается формулой (2.10) и приближенно формулой (2.12). Модифицированным числом Рэлея или числом Джеффри называют $Ra(1-K)$ а критерий возникновения конвекции в форме Джеффри записывают как [6] $Ra h(1-K) > Ra^*$. Ra^* – критическое число Рэлея в приближении Буссинеска. В данной задаче $Ra^* h = 4$, и указанное условие имеет вид

$$Ra_h(1-K) > 4.$$

(5.1)

Из сравнения с (2.12) следует, что критерий (5.1) является приближенным и приемлем лишь при достаточно малых значениях e и d . Равенства (2.10) и (2.12) позволяют найти поправку к критерию Джеффри, которая зависит от конкретной задачи. В случае горизонтальных слоев совершенного газа и газа Ван-дер-Ваальса в рамках приближения линейного механического равновесия они найдены в [6].

В [6] показано, что критическое число Рэлея в горизонтальном слое совершенного газа уменьшается с ростом перепада температуры и отмечается, что аналогичный эффект имеет место и в других случаях, в частности для вертикального слоя газа. На этом основании сделано предположение о возможной общности этого эффекта. В [12] показано, что в данной задаче этот вывод требует уточнения и приведены соответствующие результаты. При этом в качестве одного из критериев используется число Рэлея. Однако в задачах со сжимаемым газом более естественным критерием является модифицированное число Рэлея (число Джеффри). Поэтому ниже в отличие от [12] вместо критерия Рэлея используется критерий Джеффри Ra^s .

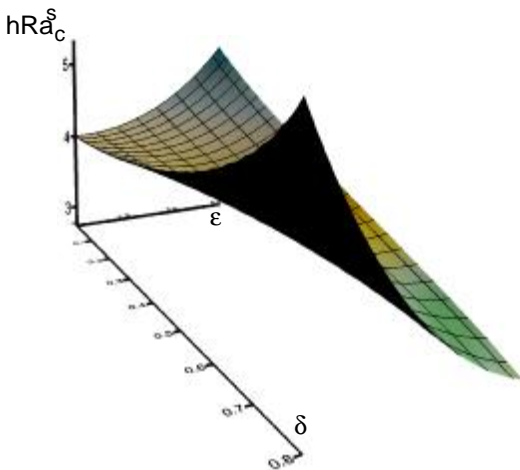


Рис. 2. Зависимость произведения критического числа Джеффри на безразмерную толщину зазора от небуссиновских параметров (критериев перепада температуры d и сжимаемости e)

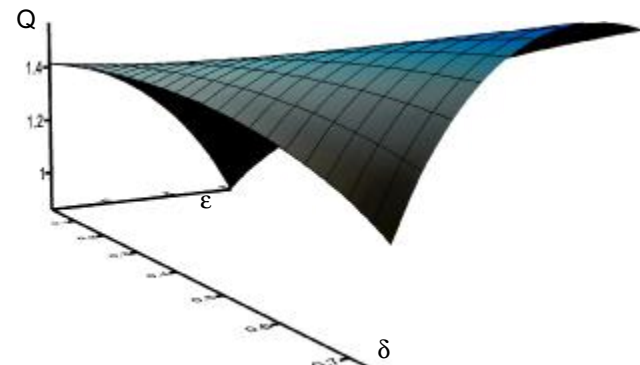


Рис. 3. Зависимость массового расхода газа в зазоре от критериев перепада температуры d и сжимаемости e ($hRa^s = 6$)

В пределе при значении $e=0$ критическое число Джеффри $hRa_c^s(d)$ возрастает на всем интервале изменения d . Для $e>0$ зависимость $hRa_c^s(d)$ имеет минимум при $d=d_m(e)$ (рис. 2). Для малых e и d это следует из формулы (2.12). С ростом e точка минимума зависимости $hRa_c^s(d)$ смещается вправо, стремясь к предельному значению $d=1$, и исчезает так, что при относительно больших значениях e зависимость $hRa_c^s(d)$ убывает на всем интервале изменения d .

Линейный анализ показал, что для всех рассмотренных значений параметров задачи стационарное решение (3.3–3.6) устойчиво.

В пределе при значении $e=0$ массовый расход газа Q убывает на всем интервале изменения d . При фиксированном $e>0$ зависимость $Q(d)$ для определенных значений $d(e)$ имеет максимум (рис. 3). Этот максимум с ростом e

приближается к значению $d=1$ и исчезает так, что при относительно больших значениях e кривая $Q(d)$ растет на всем интервале изменения d .

При фиксированном значении d с ростом hRa^s максимум массового расхода достигается при меньших значениях критерия сжимаемости e .

В [12] отмечалось, что приближение Буссинеска дает локальный минимум критического числа Рэлея как функции параметров e и d . Относительно критического числа Джеффри это не так. Остальные свойства критических чисел Рэлея и Джеффри как функций указанных параметров качественно совпадают. То же можно сказать и относительно зависимости массового расхода газа Q от параметров e , d и числа Рэлея.

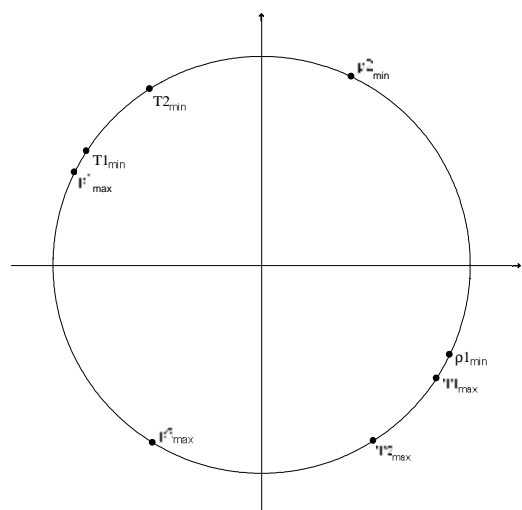


Рис. 4. Расположение точек максимумов и минимумов температуры и плотности на контуре при $hRa^s = 15$ и $d = 1$.

При малых e и относительно небольших d , т.е. при значениях близких к приближению Буссинеска, точки максимума температуры и минимума плотности и, соответственно, минимума температуры и максимума плотности близки (рис. 4). С ростом критерия сжимаемости e указанные пары точек расходятся в разные стороны. В результате возникает ситуация, когда в верхней части контура газ одновременно является более холодным и менее плотным, чем в нижней, что вызвано влиянием распределения давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Буссе Ф., Любимов Д.В., Любимова Т.П., Седельников Г.А. Трехмерные режимы конвекции в кубической полости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа (далее – МЖГ). 2008. № 1. С. 3–11.
3. Schwarzschild K. Uber das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre // Gott. Nach. 1906. Bd. 41. S. 1–24.
4. Jeffreys H. The stability of a compressible fluid heated from below // Proc. Camb. Phil. Soc. 1930. Vol. 26. N 2. P. 170–172
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
6. Горбунов А.А., Никитин С.А., Полежаев В. И. Об условиях возникновения конвекции Рэлея – Бенара и теплообмене в околокритической среде // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 5. С. 31–45.
7. Полежаев В.И., Власюк М.П. Модель проникающей конвекции сжимаемого газа в глубокой атмосфере // Докл. АН СССР. 1971. Т. 201 № 3. С. 552–555.
8. Zappoli B., Juonet A., Amiroudine S., Mojtabi A. Thermoacoustic heating and cooling in near-critical fluids in the presence of a thermal plume // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 388. P. 389–409.
9. Полежаев В.И., Соболева Е.Б. Конвекция Рэлея – Бенара в околокритической жидкости вблизи порога устойчивости // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 2. С. 48–61.
10. Соболева Е.Б. Эффекты сильной сжимаемости в естественно-конвективных течениях в пористых средах с околокритической жидкостью // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 2. С. 57–69.
11. Рамазанов М.М. Свободная конвекция жидкости в замкнутом контуре в теплопроводном полупространстве // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 4. С. 127–137.
12. Рамазанов М.М. Конвекция совершенного газа в пористой среде между двумя коаксиальными горизонтальными цилиндрами большой длины // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 2. С. 84–96.

Поступила в редакцию 09.03.2011 г.
Принята к печати 23.12.2011 г.