

Бризовое гравитационное течение в однородном потоке воздуха

© 2017 М.В. Шокуров, Н.Ю. Краевская

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия
E-mail: shokurov.m@gmail.com, loogaru9@rambler.ru

Поступила 16.06.2016 г. После доработки 14.09.2016 г.

Бризовая циркуляция часто наблюдается вблизи берегов водоемов, обычно она существует совместно с фоновым синоптическим ветром. Одним из основных динамически важных компонентов бризовой циркуляции является гравитационное течение. В данной работе оно используется как упрощенная модель бриза. Построена теория взаимодействия гравитационного течения с однородным синоптическим ветром, объясняющая результаты численного моделирования, полученные авторами ранее. Показано, что при увеличении попутного ветра скорость гравитационного течения возрастает, а его высота уменьшается. При увеличении встречного ветра наблюдается обратная ситуация: скорость течения уменьшается, а его высота увеличивается.

Ключевые слова: гравитационное течение, численное моделирование, число Фруда.

DOI: 10.22449/0233-7584-2017-1-3-10

1. Введение

Гравитационные, или плотностные, течения, вызванные градиентом плотности, широко распространены в природе. В водоемах они наблюдаются при поступлении воды другой плотности из окружающих водоемов или рек. В атмосфере как гравитационные течения ведут себя бризовая циркуляция, холодный мезомасштабный фронт, линия шквалов и другие явления [1], которые различаются между собой источниками и причинами возникновения разности плотностей. Однако для плотностных течений разных пространственных и временных масштабов в различных средах универсальными являются их структура и динамика. В настоящей работе гравитационное течение будет рассматриваться в качестве упрощенной модели бриза.

Для структуры гравитационного течения характерны фронт, голова течения, тело течения (область, которая находится за головой), вихри Кельвина – Гельмгольца, обратная ветвь течения. Голова течения – область, которая в несколько раз выше основного тела течения. Высоту головы определяет величина конвергенции, возникающей перед фронтом вследствие столкновения воздушных масс, имеющих отличающиеся физические характеристики. На величину конвергенции влияют: разность плотностей двух сталкивающихся масс, фоновый синоптический ветер и другие факторы.

С целью исследования влияния синоптического ветра на развитие и распространение гравитационных течений проводились лабораторные [2], натурные [3], а также численные эксперименты с использованием различных моделей [1, 4 – 6]. В указанных работах отмечено, что направление и сила синоптического ветра значительно влияют на структуру атмосферных гравита-

ционных течений. Например, наиболее интенсивные бризовые фронты, которые определяются по значениям вертикальной скорости или величине градиента температуры, отчетливо наблюдаются при встречном синоптическом ветре в отличие от трудно определяемого фронта при попутном ветре [3].

В ряде работ [2, 4 – 6] эмпирическим путем получена зависимость скорости распространения гравитационного течения от скорости однородного фонового синоптического ветра и выявлен интересный факт: скорость распространения гравитационного течения является суммой скоростей фронта течения и фонового ветра, умноженной на коэффициент, не равный единице. Такая зависимость не может быть объяснена принципом относительности движения и требует более детального рассмотрения.

Как правило, профиль ветра в атмосфере не является однородным, он носит более сложный характер. Важность учета сдвига фонового ветра продемонстрирована в работе о поддержании грозовой линии шквалов [7]. В работе [8] предложена аналитическая теория, описывающая взаимодействие гравитационного течения и фонового потока с вертикальным сдвигом скорости. В последующем исследовании по этой теме развиваются как в аналитических работах, так и в работах, в которых используется численное моделирование [9 – 12].

Целью данной работы является построение теории, объясняющей полученную ранее зависимость скорости гравитационного течения и высоты его головы от скорости фонового потока.

2. Постановка задачи и построение аналитической теории

Рассмотрим гравитационное течение высотой h , которое распространяется со скоростью c в атмосфере бесконечной высоты. Одновременно с этим в атмосфере существует однородный поток воздуха, т. е. синоптический ветер. Потенциальная температура гравитационного течения отличается от потенциальной температуры окружающей атмосферы на величину $-\Delta\theta$, так что дефицит плавучести g' равен

$$g' = g \frac{\Delta\theta}{\theta_0},$$

где g – ускорение свободного падения; $\Delta\theta$ – разность потенциальных температур окружающей атмосферы и гравитационного течения; θ_0 – потенциальная температура окружающей атмосферы.

Будем считать, что гравитационное течение создается источником холодного воздуха с расходом q . Тогда в установившемся режиме, согласно закону сохранения массы, для расхода течения q будет выполняться соотношение

$$q = h_0 c_0 = hc, \quad (1)$$

где h_0 – высота и c_0 – скорость в теле течения вдали от фронта; h – высота головы; c – скорость фронта.

Согласно многочисленным исследованиям гравитационного течения, рассмотренным в работе [13], существует универсальная связь между его высотой и скоростью фронта, выражаемая безразмерным числом Фруда Fr :

$$\text{Fr} = \frac{c}{\sqrt{g'h}}. \quad (2)$$

Для гравитационных течений число Фруда является универсальной константой.

Случай нулевого фонового ветра ($U = 0$). Рассмотрим декартову систему координат на плоскости xz , ось x направлена вправо, ось z направлена вверх. Пусть гравитационное течение распространяется от источника холодного воздуха (холодного бассейна) с заданным расходом источника q в положительном направлении оси x . При заданных постоянными значениях расхода q и числа Фруда Fr высота течения h и его скорость c могут быть получены из выражений (1) и (2):

$$h = \left[\frac{q}{\text{Fr}\sqrt{g'}} \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

$$c = \left[\text{Fr}\sqrt{g'q} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (4)$$

Как видно из выражений (3) и (4), в неподвижной атмосфере при заданных значениях расхода q и приведенной гравитации g' источника холодного воздуха как высота h , так и скорость c гравитационного течения полностью определяются расходом q и числом Фруда Fr .

Случай ненулевого фонового ветра ($U \neq 0$). Рассмотрим теперь гравитационное течение, распространяющееся от источника холодного воздуха, при наличии фонового потока. Будем считать, что скорость гравитационного течения c в неподвижной системе отсчета положительна ($c > 0$), а скорость фонового потока U может быть как положительной (попутный ветер), так и отрицательной (встречный ветер).

В системе отсчета, связанной с фронтом гравитационного течения, движение воздуха как внутри гравитационного течения, так и в окружающей его атмосфере стационарно, поэтому выполняется универсальная зависимость между скоростью набегающего воздуха ($c - U$) и высотой гравитационного течения h :

$$\text{Fr} = \frac{c-U}{\sqrt{g'h}}. \quad (5)$$

Аналогично предыдущему разделу из выражений (1) и (5) получаем следующие уравнения:

$$\text{Fr}\sqrt{g'} \cdot h^{\frac{3}{2}} + Uh - q = 0, \quad (6)$$

$$c^{\frac{3}{2}} - U\sqrt{c} - \text{Fr}\sqrt{g'q} = 0. \quad (7)$$

Уравнения (6), (7) определяют зависимость высоты h и скорости c гравитационного течения от скорости фонового ветра U , а также от основных характеристик источника холодного воздуха – его расхода q и дефицита плавучести g' .

Полученные выражения справедливы не только для атмосферного бризового гравитационного течения, но и для произвольного гравитационного течения, распространяющегося при наличии фонового потока в установившемся режиме.

Построим графики зависимости $h(U)$ и $c(U)$, используя типичные для бризового гравитационного течения значения величин. Выберем в качестве значения числа Фруда $Fr = 1$ (наиболее часто используемое значение для гравитационных течений в бесконечно глубокой нейтральной атмосфере [13, 14]). Расход q будем считать равным $5000 \text{ м}^2/\text{с}$ по формуле (1), так как характерными для бризовой циркуляции являются значения $h = 1000 \text{ м}$, $c = 5 \text{ м/с}$. Возьмем диапазон изменения типичных значений скорости фонового ветра $-20 \text{ м/с} < U < 20 \text{ м/с}$. Построим графики зависимости высоты течения h (рис. 1) и его скорости c (рис. 2) от фонового однородного ветра U , используя уравнения (6), (7). При этом $U < 0$ соответствует встречному ветру, а $U > 0$ попутному.

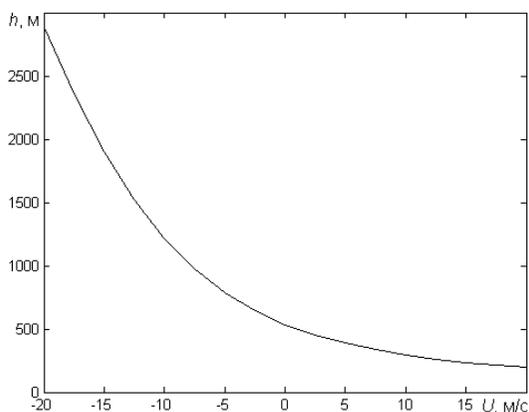


Рис. 1. Зависимость высоты течения h от скорости фонового потока U

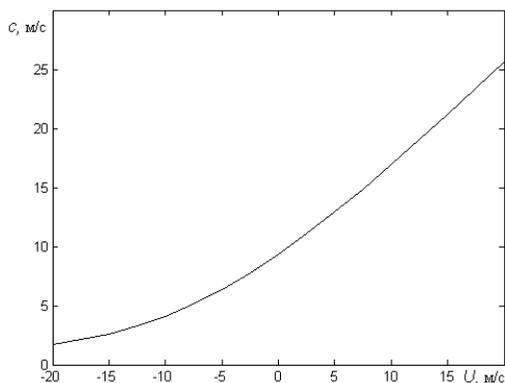


Рис. 2. Зависимость скорости течения c от скорости фонового потока U

Из графиков видно, что при увеличении скорости попутного ветра скорость гравитационного течения возрастает, а высота уменьшается. Как следует из формул (6), (7), при увеличении скорости попутного фонового потока ($U \rightarrow \infty$) высота течения будет стремиться к нулю ($h \rightarrow 0$), а скорость течения будет приближаться к максимальному значению, равному скорости фонового ветра ($c \rightarrow U$).

При увеличении скорости встречного ветра ($U \rightarrow -\infty$) высота течения будет увеличиваться ($h \rightarrow \infty$), а скорость течения будет стремиться к нулю ($c \rightarrow 0$).

Случай малых значений скорости фонового ветра U . Для небольших значений U можно получить более простые зависимости скорости течения c и его высоты h от скорости фонового ветра, которые имеют линейный характер (рис. 1, 2). Для их определения разложим выражения для скорости и высоты в ряд Тейлора в окрестности $U = 0$:

$$c(U) = c(0) + \frac{\partial c}{\partial U} \Big|_{(U=0)} U ,$$

$$h(U) = h(0) + \frac{\partial h}{\partial U} \Big|_{(U=0)} U .$$

Подставляя эти разложения в формулы (6), (7), в результате получаем

$$c(U) = c(0) + \frac{2}{3} U , \quad (8)$$

$$h(U) = h(0) - \frac{2}{3} \frac{h_0^{1/2}}{\sqrt{g' \text{Fr}}} U . \quad (9)$$

Следует отметить, что безразмерный коэффициент $2/3$ перед U в формуле (8) не зависит ни от Fr , ни от q , ни от g' , что свидетельствует о его универсальном характере.

3. Интерпретация результатов

Сравним полученные результаты с результатами других работ, посвященных исследованию атмосферных гравитационных течений. Ранее авторами было проведено численное моделирование взаимодействия бризового гравитационного течения с однородным потоком воздуха синоптического происхождения [6]. Моделирование выполнено с использованием двумерной полной гидродинамической модели сжимаемой атмосферы. В результате исследованы зависимости структуры и динамики гравитационного течения от скорости фонового ветра и определено, что скорость фронта течения меняется линейно в зависимости от скорости фонового ветра (рис. 3).

Данную зависимость можно описать выражением

$$c(U) = c(0) + \mu U , \quad (10)$$

где μ – безразмерный коэффициент, $\mu = 0,64$.

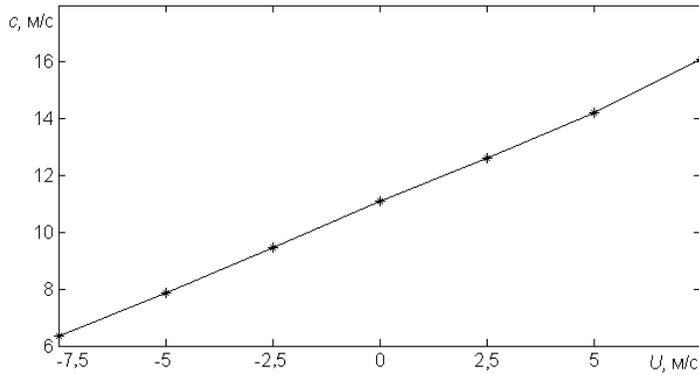


Рис. 3. Зависимость скорости фронта гравитационного течения $c(U)$ от скорости ветра U . Точками показаны результаты численных экспериментов, прямая – эмпирическая линейная зависимость (10)

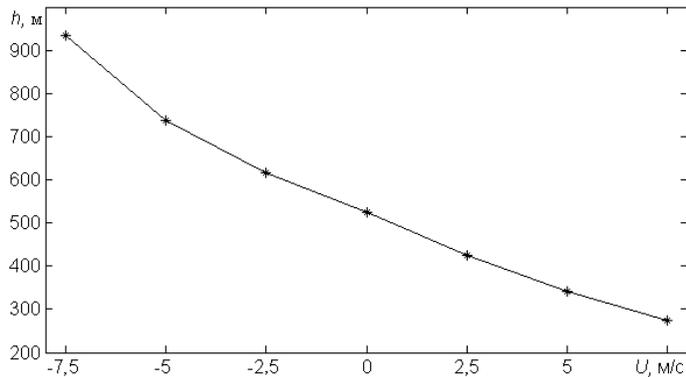


Рис. 4. Зависимость высоты головы гравитационного течения $h(U)$ от скорости ветра U по результатам численных экспериментов

Как видно на рис. 4, высота головы течения уменьшается при увеличении скорости попутного ветра и увеличивается при увеличении скорости встречного ветра.

В работе [4] по результатам численного моделирования получена линейная зависимость $c(U)$ для диапазона значений скорости фонового ветра $-10 \text{ м/с} < U < 10 \text{ м/с}$ с численным значением коэффициента $\mu = 0,7$. Подобные результаты были получены в работах [3, 5] со значениями коэффициента μ , равными соответственно 0,7 и 0,74. Как видно из формулы (8), теоретическое значение $\mu = 2/3$ достаточно хорошо соответствует зависимостям, полученным в работах [3 – 6].

С динамической точки зрения, высоту головы течения определяет давление в точке торможения на фронте гравитационного течения. Внутри течения давление имеет гидростатический характер, постепенно уменьшаясь с высотой. В свою очередь, от высоты головы зависит скорость распространения фронта течения в системе отсчета, движущейся вместе с течением. При

встречном фоновом ветре перед течением формируется область сильной конвергенции, что приводит к большой величине давления в точке торможения. При попутном ветре конвергенция перед фронтом слабая, давление в точке торможения невелико, поэтому голова течения не может достичь большой высоты. Это подтверждает работа [4], где отмечено, что при встречном ветре существует диапазон оптимальных значений U , при которых перед течением наблюдается максимальная конвергенция. При попутном ветре сильная конвергенция не наблюдается.

Ранее в разделе 2 для теоретических расчетов использовалось значение числа Фруда $Fr = 1$. Построенная в данной работе теория взаимодействия гравитационного течения с фоновым ветром справедлива для неограниченной по высоте атмосферы. Однако численные и лабораторные исследования гравитационных течений обычно выполняются в ограниченной области с «твердой крышкой» на верхней границе. В этом случае число Фруда будет зависеть от отношения высоты гравитационного течения к толщине атмосферы (h/H) и принимать значения в достаточно большом диапазоне 0,5 – 1,4 [12]. Так, например, в работе [6] при моделировании высота атмосферы была равна 5 км, при этом начальная высота источника составляла 1 км, поэтому отношение h/H составляло 0,2, а число Фруда принимало значения в диапазоне 1,1 – 1,3. Из сказанного можно сделать вывод, что при анализе результатов численных экспериментов необходимо обращать особое внимание на выбор значения Fr .

4. Заключение

В данной работе построена теория распространения стационарного гравитационного течения в однородном потоке воздуха в атмосфере бесконечной высоты. Теория основана на законе сохранения массы для расхода течения и универсальности числа Фруда. Определены зависимости скорости и высоты головы гравитационного течения от скорости фонового потока. Для определенного диапазона значений скорости фонового ветра зависимость скорости распространения течения может быть описана линейной функцией. Полученное значение наклона зависимости скорости фронта, равное $2/3$, носит универсальный характер и не зависит ни от расхода, ни от числа Фруда. Результаты аналитической теории сравнены с результатами численных экспериментов. В целом представленная в данной работе теория может объяснить зависимость высоты и скорости распространения гравитационного течения от фонового ветра.

Работа выполнялась в рамках НИР Морского гидрофизического института РАН № 0827-2015-0001 «Климат», НИР Морского гидрофизического института РАН № 0827-2014-0011 «Оперативная океанография».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Haase S.P., Smith R.K.* The numerical simulation of atmospheric gravity currents. Part I: Neutrally-stable environments // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* – 1989. – 46, Issue 1 – 2. – P. 1 – 33.

2. *Simpson J.E., Britter R.E.* A laboratory model of an atmospheric mesofront // *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* – 1980. – 106, Issue 449. – P. 485 – 500.
3. *Atkins N.T., Wakimoto R.M.* Influence of the synoptic-scale flow on sea breezes observed during CaPE // *Mon. Wea. Rev.* – 1997. – 125. – P. 2112 – 2130.
4. *Thorpe A.J., Miller M.J., Moncrieff M.W.* Dynamical models of two-dimensional downdraughts // *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* – 1980. – 106. – P. 463 – 484.
5. *Liu C., Moncrieff M.W.* A numerical study of the effects of ambient flow and shear on density currents // *Mon. Wea. Rev.* – 1996. – 124. – P. 2282 – 2303.
6. *Шокуров М.В., Германкова Н.Ю.* Взаимодействие бризового гравитационного течения с однородным потоком воздуха // Сб. материалов X Междунар. науч.-практич. конф. «Фундаментальные и прикладные исследования в современном мире». – СПб.: ИИУНЦ «Стратегия будущего», 2015. – Том 4. – С. 5 – 16.
7. *Rotunno R., Klemp J.B., Weisman M.L.* A theory for strong, long-lived squall lines // *J. Atmos. Sci.* – 1988. – 45, No. 3. – P. 463 – 485.
8. *Xu Q.* Density currents in shear flows – a two-fluid model // *Ibid.* – 1992. – 49, No. 6. – P. 511 – 524.
9. *Bryan G.H., Rotunno R.* The optimal state for gravity currents in shear // *Ibid.* – 2014. – 71, No. 1. – P. 448 – 468.
10. *Bryan G.H., Rotunno R.* Gravity currents in confined channels with environmental shear // *Ibid.* – 2014. – 71, No. 3. – P. 1121 – 1142.
11. *Nasr-Azadani M.M., Meiburg E.* Gravity current propagating into shear // *J. Fluid Mech.* – 2015. – 778. – P. 552 – 585.
12. *Benjamin T.B.* Gravity currents and related phenomena // *Ibid.* – 1968. – 31, Issue 2. – P. 209 – 248.
13. *Marino B.M., Thomas L.P., Linden P.F.* The front condition for gravity currents // *Ibid.* – 2005. – 536. – P. 49 – 78.
14. *Шокуров М.В., Германкова Н.Ю.* Численное моделирование распространения бризового гравитационного течения в сжимаемой атмосфере // *Морской гидрофизический журнал.* – 2015. – № 4. – С. 59 – 74.

Breeze gravity current in a uniform flow of air

M.V. Shokurov, N.Yu. Kraevskaya

*Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia
e-mail: shokurov.m@gmail.com, loogaru9@rambler.ru*

Breeze circulation is often observed nearby the water basins' coasts and usually accompanied by a background synoptic wind. One of the basic dynamically important components of the breeze circulation is a gravity current. In the present paper the latter is used as the breeze simplified model. The theory of interaction of a gravity current and a uniform synoptic wind is constructed; it explains the earlier obtained results of numerical simulation. It is shown that increase of a tail-wind is followed by growth of the gravity current speed and decrease of its height. The opposite situation is observed at increase of a head wind: the current speed reduces and its height increases.

Keywords: gravity current, numerical simulation, the Froude number.