

1982

# THE DYNAMICS OF THE NONSTATIONARY ATMOSPHERIC FRONT

Shapiro, Georgy

<http://hdl.handle.net/10026.1/11939>

---

Meteorology and Hydrology (Meteorologiya i Gidrologiya) 1, 16-23, 1982

---

*All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Please cite only the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.*



# МЕТЕОРОЛОГИЯ и ГИДРОЛОГИЯ



**1. 1982**



УДК 551.515.8+551.509.313

## О динамике нестационарного атмосферного фронта

Кандидат физ.-мат. наук Г. И. Шапиро

Предложена трехмерная нестационарная гидродинамическая модель атмосферного фронта в приближении двуслойно-стратифицированной, вязкой, несжимаемой вращающейся жидкости. Использованные упрощения основаны на малости угла наклона фронтальной поверхности к горизонту и на малости инерционных сил в уравнении баланса импульса. Получено и проанализировано уравнение, описывающее эволюцию фронтальной поверхности  $h(x, y, t)$ . Показано, что это уравнение позволяет описывать нестационарное движение приземного теплого фронта, образование фронта окклюзии и искривление линии холодного фронта у центра циклона. В предельных частных случаях предложенная модель согласуется с известными ранее результатами.

Атмосферные фронты, разделяющие теплые и холодные воздушные массы, являются важными синоптическими объектами, которые теоретически изучались с различных точек зрения в течение многих лет [2, 3, 5, 7, 9]. Часто в теоретических моделях фронтальную зону представляют в виде бесконечно тонкой поверхности, при переходе через которую потенциальная температура и плотность воздуха меняются скачком, а давление — непрерывно [3]. Важную роль в динамике фронтов играют силы трения.

В 1960 г. Болл [9] предложил гидродинамическую модель стационарного двумерного фронта, учитывающую трение более холодного воздуха о землю в рамках гидравлического приближения. Болл нашел возможные формы фронтальной поверхности и распределение приземного давления для различных типов холодных и теплых фронтов, движущихся с заданной постоянной скоростью.

В работе [2] модель Болла была обобщена с учетом трения на границе между холодным и теплым воздухом и внутреннего трения, обусловленного турбулентной вязкостью, что позволило рассчитать поля горизонтального и вертикального компонентов скорости ветра вблизи фронтальной поверхности. Недостатком этих моделей является то, что из-за двумерности постановки задачи они не позволяют изучать трехмерные движения воздуха и не учитывают влияние кривизны линии

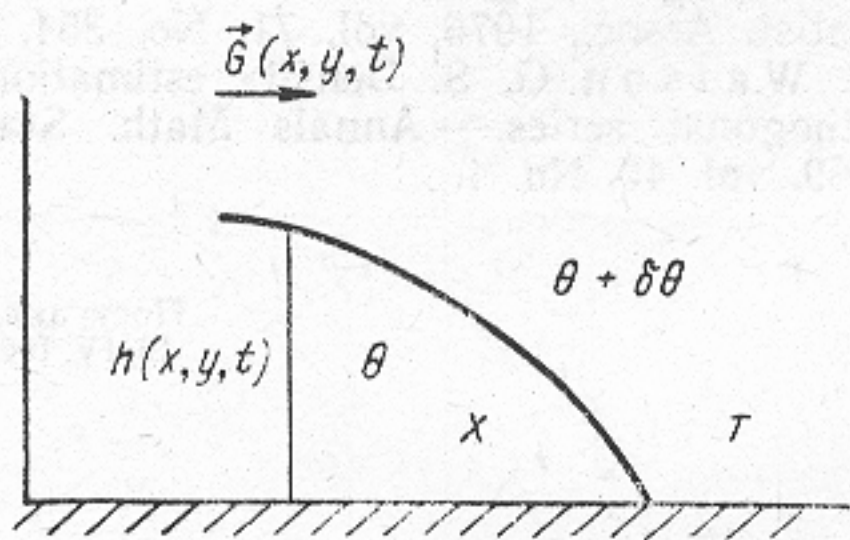


Рис. 1. Вертикальный разрез фронтальной зоны.

X — холодный воздух, T — теплый.

фронта. Эти модели не описывают также нестационарную стадию эволюции фронтов, а нестационарные эффекты могут играть важную роль в динамике фронтальных зон. Окклюзия холодного и теплого фронтов, которая является примером таких нестационарных явлений, приводит, как известно, к существенному изменению погоды.

В настоящей работе предлагается нестационарная трехмерная гидродинамическая модель атмосферного фронта, которая учитывает эффекты турбулентной вязкости, трехмерности и нестационарности движения.



Рассмотрим задачу о движении воздуха вблизи фронтальной поверхности, разделяющей воздушные массы с различной температурой (см. рис. 1). Предполагается, что потенциальная температура  $\Theta$  каждой из воздушных масс известна и постоянна, на большой высоте задано поле геострофического ветра  $\vec{G}$  или, что эквивалентно, высотное поле давления, которое может быть функцией горизонтальных координат и времени. Коэффициент турбулентной вязкости  $\nu$  считается постоянным и одинаковым в теплом и холодном воздухе. Фактически для справедливости последующих выкладок существенно лишь, чтобы величина  $\nu$  не зависела от высоты в пределах экмановских пограничных слоев, где силы трения играют важную роль. Как мы увидим ниже, в высотных фронтах таких слоев может быть два: один у поверхности земли, другой — у границы раздела воздушных масс. Форма и скорость движения фронтальной поверхности не предполагаются заранее известными и определяются в ходе решения задачи. Давление воздуха, как обычно, рассчитывается по формулам гидростатики.

Исходная система уравнений баланса импульса и неразрывности для каждой из воздушных масс имеет такой вид:

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \nabla) \vec{u}_i + w_i \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i - f[\vec{k} \times \vec{u}_i] + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial z}, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial p_i}{\partial z} - g = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \vec{u}_i + \frac{\partial w_i}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

где индекс  $i=1$  относится к холодному воздуху,  $i=2$  — к тепловому,

$\vec{u} = (u, v)$  — горизонтальный вектор скорости ветра с составляющими  $u, v$ ;

$w$  — вертикальная составляющая ветра,

$p$  — давление,

$\rho$  — плотность воздуха,

$\nabla$  — двумерный в плоскости  $(x, y)$  оператор градиента,

$f$  — параметр Кориолиса,

$\vec{k}$  — единичный вектор вдоль оси  $OZ$ .

Горизонтальным трением пренебрегаем. Сжимаемостью воздуха в уравнении неразрывности пренебрегаем.

Кинематическое граничное условие на фронтальной поверхности  $z=h(x, y, t)$  с учетом уравнения (3) в холодном воздухе можно записать в виде

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \int_0^h \vec{u}_1 dz = 0. \quad (4)$$

При такой записи уравнения (4) подразумевается, что поток массы через фронтальную поверхность равен нулю. Это эквивалентно требованию, что скоростью турбулентного вовлечения через фронтальную поверхность можно пренебречь по сравнению с вертикальным компонентом скорости ветра. Согласно оценкам [10], проведенным для условий, когда вертикальный градиент потенциальной температуры выше фронтальной поверхности составляет 5 К/км, турбулентный «поток температуры» у земли равен 0,2 Км/с, а высота  $h=1$  км, скорости вовлечения через фронтальную поверхность не превышают нескольких сантиметров



в секунду. Скорость же вертикальных движений вблизи фронта заметно больше — 20—30 см/с [5].

На поверхности земли поставим условие «прилипания»

$$\vec{u}=0, \quad \omega=0 \quad \text{при } z=0. \quad (5)$$

На границе раздела должны быть непрерывны сами скорости, а также нормальные и касательные составляющие тензора напряжений. При малом угле наклона фронтальной поверхности к горизонту эти условия можно приближенно записать в виде

$$\vec{u}_1 = \vec{u}_2, \quad \nu \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial z} = \nu \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial z}, \quad p_1 = p_2 \quad \text{при } z = h(x, y, t). \quad (6)$$

При  $z \rightarrow \infty$  граничным условием является стремление ветра  $\vec{u}_2$  к геострофическому  $\vec{G}$ .

Оценим относительную роль членов, входящих в (1). Как известно, при числах Россби  $Ro = U/fL \ll 1$  ( $U$  — масштаб горизонтальной скорости,  $L$  — горизонтальный масштаб длины) инерционными силами, т. е. левой частью уравнения (1), можно пренебречь по сравнению с силой Кориолиса [3]. Более того, при двумерном стационарном движении атмосферного фронта, пересекающего земную поверхность, инерционными силами в (1) можно пренебречь, даже если условие  $Ro \ll 1$  не выполняется, поскольку, как показал Болл [9], в этом случае члены, входящие в левую часть (1) (в гидравлическом приближении), взаимно компенсируются. Приближенно это справедливо и в нестационарном трехмерном случае, когда ускорение фронта и его кривизна не чрезмерно велики, а именно когда

$$T \gg 1/f, \quad R \gg \frac{U}{f}, \quad (7)$$

где  $T$  — характерное время ускорения фронта, за которое его скорость возрастает, скажем, вдвое,

$R$  — характерный радиус кривизны фронта.

Сделаем численные оценки. При  $U = 10$  м/с,  $f = 10^{-4}$  с<sup>-1</sup> условие  $Ro \ll 1$  выполняется при  $L \gg 100$  км, что при высоте  $H$  фронтальной поверхности вдали от линии фронта, равной  $H = 1$  км, соответствует типичному наклону фронтальной поверхности  $H/L \approx 10^{-2}$ . Условия (7) дают  $T \gg 10^4$  с ( $\approx 3$  ч),  $R \gg 100$  км. Таким образом, инерционными силами в (1) во многих типичных ситуациях действительно можно пренебречь. В этом случае систему уравнений (1) — (3) удастся свести к одному нелинейному прогностическому уравнению.

С учетом вышесказанного и условий (2) и (6) уравнение (1) для холодного и теплого воздуха принимает соответственно виды

$$-g' \nabla h - f[\vec{k} \times (\vec{u}_1 - \vec{G})] + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$-f[\vec{k} \times (\vec{u}_2 - \vec{G})] + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

где  $\vec{G}$  — вектор высотного геострофического ветра,

$g'$  — редуцированное ускорение свободного падения,  $g' = \frac{\delta \Theta}{\Theta} g$ ;

$\Theta$  — потенциальная температура холодного воздуха,

$\delta \Theta$  — перепад потенциальной температуры на фронтальной поверхности.



Член  $g' \nabla h$  выражает дополнительный градиент давления в холодном воздухе, вызванный наклоном фронтальной поверхности. Заметим, что если фронтальная поверхность строго горизонтальна, т. е.  $\nabla h = 0$ , то (8), (9) превращаются в обычные уравнения экмановского пограничного слоя.

Вместо компонентов скорости ветра  $u, v$  удобно ввести комплексную функцию

$$S_k = u_k + i v_k, \quad k = 1, 2; \quad i^2 = -1. \quad (10)$$

Проинтегрировав (8), (9) по  $z$  с учетом граничных условий (6), получаем выражение для поля ветра как функцию  $h(x, y, t)$  и ее пространственных производных:

$$S_1(x, y, z, t) = \frac{F}{2\lambda^2} e^{\lambda(z-h)} + \left[ -S_0 + \frac{F}{2\lambda^2} (2 - e^{-\lambda h}) \right] e^{-\lambda z} + \frac{F}{\lambda^2} + S_0, \quad (11)$$

$$S_2(x, y, z, t) = \left[ \frac{F}{2\lambda^2} (2 - e^{-\lambda h} - e^{\lambda h}) - S_0 \right] e^{-\lambda z} + S_0, \quad (12)$$

где

$$F = \frac{g'}{v} \left( \frac{\partial h}{\partial x} + i \frac{\partial h}{\partial y} \right); \quad S_0 = G_x + i G_y; \quad \lambda = a(1 + i); \quad a = \sqrt{\frac{f}{2v}}. \quad (13)$$

Из (11), (12) следует, что в высотных фронтах (при  $ah \gg 1$ ) вблизи поверхности раздела  $z = h(x, y, t)$  образуется второй (наклонный) экмановский пограничный слой. В формулы (11), (12) входит неизвестная функция  $h(x, y, t)$ . Для ее определения возьмем действительную и мнимую части формулы (11) и подставим в уравнение (4). При этом получается замкнутое уравнение для  $h(x, y, t)$ , описывающее эволюцию фронтальной зоны,

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla [\vec{M} f_1(h) + (\vec{M} - 2\vec{G}) f_2(h)] = \nabla \left[ \frac{g'}{v} f_3(h) \nabla h \right], \quad (14)$$

где

$$\vec{M} = (G_x - G_y, \quad G_x + G_y),$$

$$f_1(h) = \frac{1}{2a} (ah - \sin ah e^{-ah}),$$

$$f_2(h) = \frac{1}{2a} (1 - ah - \cos ah e^{-ah}),$$

$$f_3(h) = -\frac{1}{8a^3} [4 e^{-ah} (\sin ah + \cos ah) -$$

$$- e^{-2ah} (\sin 2ah + \cos 2ah) - 3]. \quad (15)$$

Таким образом, задача о динамике фронта свелась к решению нелинейного нестационарного уравнения (14). После того как из этого уравнения (при соответствующих начальных и граничных условиях) найдена форма фронтальной поверхности  $h(x, y, t)$ , горизонтальные компоненты ветра просто вычисляются по формулам (11), (12), а вер-



тикальные находятся из уравнения неразрывности (2). Входящие в уравнение (14) величины  $f$  и  $v$  могут быть произвольно заданными функциями горизонтальных координат и времени.

С математической точки зрения уравнение (14) является обобщением уравнения Бюргерса [4] и описывает эволюцию нелинейной волны в среде с нелинейной «вязкостью», причем роль «вязкости» играет величина  $g'/v f_3(h)$ .

Рассмотрим физический смысл членов, входящих в уравнение (14). Причиной, вызывающей движение воздуха, является неоднородность высотного поля давления. Этот факт отражается в том, что члены, входящие под знак дивергенции в левой части уравнения (14), пропорциональны компонентам высотного (геострофического) ветра. Ниже будет показано, что такой ветер приводит к увеличению крутизны холодного фронта и к уменьшению крутизны теплого. В отсутствие геострофического ветра уравнение (14) переходит в уравнение «нелинейной теплопроводности» [1] и описывает растекание холодного воздуха по поверхности земли под действием сил плавучести и вязкости. При этом возможно только распространение холодного фронта. Действительно, в плоском случае ( $\partial/\partial y=0$ ) уравнение (14) имеет при  $\vec{G}=0$  автомодельное нестационарное решение, которое можно найти способом, изложенным в [1]. Согласно этому решению координата фронта меняется во времени по закону

$$x_{\text{ф}} = \xi \sqrt{\frac{g'}{3v} f_3(H_0) t}, \quad (16)$$

где  $H_0$  — высота фронтальной поверхности вдали от линии фронта,  $\xi$  — число порядка единицы. Скорость перемещения фронта очень мала, и с течением времени падает по закону  $1/\sqrt{t}$ . Например, при  $\delta\Theta/\Theta=0,01$ ,  $v=10 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $f=10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ,  $H_0=2 \text{ км}$ ,  $t=1 \text{ ч}$  получаем  $V_{\text{ф}}=dx_{\text{ф}}/dt \approx 3 \text{ см/с}$ . Наклон фронтальной поверхности со временем уменьшается, т. е. силы плавучести (член в правой части (14)) препятствуют увеличению крутизны фронтальной поверхности.

Рассмотрим теперь несколько простых ситуаций, когда высотный (геострофический) ветер не равен нулю.

Поскольку аналитическое решение полного уравнения (14) затруднительно, при качественном анализе нестационарных эффектов примем, что движение воздуха двумерно, т. е.  $\partial/\partial y=0$ , и пренебрежем сначала правой частью уравнения (14), характеризующей влияние сил плавучести. Это приближение тем точнее, чем меньше наклон фронтальной поверхности и чем больше характерный пространственный масштаб задачи.

Уравнение (14) примет вид

$$\frac{\partial h}{\partial t} + C(h) \frac{\partial h}{\partial x} = 0, \quad (17)$$

где

$$C(h) = (G_x - G_y) \frac{\partial f_1}{\partial h} - (G_x + G_y) \frac{\partial f_2}{\partial h}. \quad (18)$$

Уравнение (17) описывает эволюцию фронтальной поверхности  $h(x, t)$  как распространение нелинейной волны, бегущей вдоль оси  $x$ . Скорость перемещения точки гладкой фронтальной поверхности на высоте  $h$  равна  $C(h)$ . Из формул (15), (18) следует, что у поверхности земли (при  $ah \rightarrow 0$ )  $C \rightarrow 0$ , а на большой высоте ( $ah \gg 1$ )  $C \rightarrow G_x$ . Это значит, что более высокие участки фронтальной поверхности движутся

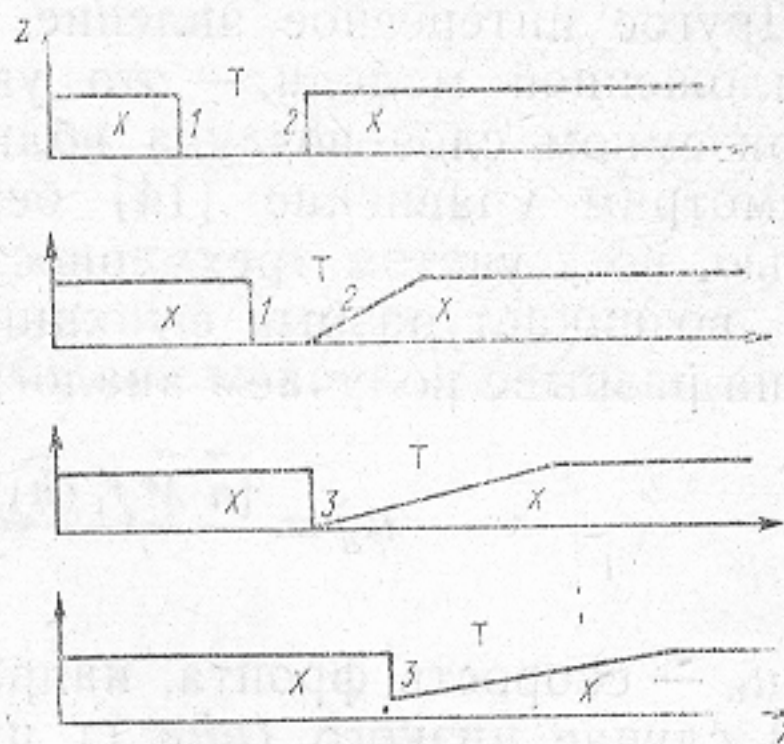


быстрее, чем приземные. В случае холодного фронта это приводит к увеличению крутизны фронтальной поверхности, а в случае теплого, наоборот, — к уменьшению ее наклона.

Из теории нелинейных волн следует (см. [4]), что в случае холодного фронта может образовываться «ударная волна», т. е. скачкообразное изменение высоты фронтальной поверхности.

Схематически эволюцию и взаимодействие холодных и теплых фронтов удобно проследить на простейших, «эталонных» решениях уравне-

Рис. 2. Нестационарное решение уравнения (17), включающее «ударную волну» (слева) и «центрированную волну разрежения» (справа), иллюстрирует взаимодействие холодного (1) и теплого (2) фронтов, приводящее к образованию фронта окклюзии (3). Х — холодный воздух, Т — теплый. Показаны последовательные положения фронтальной поверхности через равные промежутки времени.



ния (17) — на «ударной волне», описывающей движение холодного фронта (рис. 2, слева) и «центрированной волне разрежения», соответствующей тепловому фронту (рис. 2, справа). Эти решения можно построить методом характеристик [4]. Скорость  $V_{\text{хф}}$  движения «ударной волны» выражается формулой

$$V_{\text{хф}} = \frac{(G_x - G_y)[f_1] - (G_x + G_y)[f_2]}{[h]}, \quad (19)$$

где прямые скобки обозначают перепад величины при переходе через фронт.

Из рисунка видно, что холодный фронт движется с большей скоростью, чем теплый, что приводит к смыканию (окклюзии) фронтов и вытеснению теплого воздуха вверх. Изображенное на рис. 2 решение (конкретно рассчитывался случай  $ah \ll 1$ ) качественно совпадает с известной из наблюдений схемой окклюзии фронтов в циклоне (ср. рисунок 2 и рисунок к статье «Фронт окклюзии» в [6]).

Рассмотрим численный пример. Пусть вдали от линии фронта  $h_0 = 2$  км, компоненты геострофического ветра на высотах  $G_x = 10$  м/с,  $G_y = 0$ ;  $\nu = 12$  м<sup>2</sup>/с,  $f = 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Тогда скорость движения холодного фронта (до начала окклюзии) равна  $0,88 G_x \approx 9$  м/с. Затем перепад высоты  $h$  на фронте уменьшается, а скорость фронта согласно (19) возрастает:  $V_{\text{хф}} \rightarrow G_x = 10$  м/с. В теплом фронте скорость движения фронтальной поверхности не постоянна, а зависит от высоты. При тех же условиях на высоте  $h = 250$  м она равна  $0,48 G_x \approx 5$  м/с, а на высоте  $h = 500$  м —  $0,82 G_x \approx 8$  м/с.

Учет сил плавучести, входящих в полное уравнение (14), приводит к более сглаженному поведению фронтальной поверхности, но не изменяет качественно указанной картины движения фронтов и даже не изменяет расчетной скорости холодного фронта до начала окклюзии в приведенном выше примере. Мы видим, что предлагаемая модель позволяет теоретически описать давно известное из наблюдений явление окклюзии атмосферных фронтов, которое является существенно нестационарным процессом. Заметим, что в рамках стационарных моделей



[2, 9] движущийся с постоянной скоростью теплый фронт всегда должен «волочить» за собой приземный слой холодного воздуха, толщина которого составляет от нескольких десятков до нескольких сотен метров. Хотя некоторое «волочение» временами наблюдается в природе, тем не менее теплый воздух всегда доходит до земной поверхности [5].

Как видно из рис. 2, уравнение (17) позволяет описывать и такие, доходящие до земной поверхности, теплые фронты. Существенно, что движение приземного теплого фронта нестационарно, различные участки фронта движутся с разной скоростью.

Другое интересное явление, которое можно объяснить в рамках предложенной модели, — это увеличение кривизны холодного фронта в приземном слое воздуха вблизи центра циклона. Для этого снова рассмотрим уравнение (14) без учета члена, обусловленного плавучестью, но с учетом трехмерности движения. Здесь, как и в уравнении (17), возникает разрыв функции  $h(x, y, t)$  на холодном фронте. Условия на разрыве получаем аналогично формуле (19):

$$u_n = \frac{[\vec{n} \vec{M} f_1(h)] + [\vec{n} (\vec{M} - 2 \vec{G}) f_2(h)]}{[h]}, \quad (20)$$

где  $u_n$  — скорость фронта, направленная по нормали к фронту  $\vec{n}$ .

В случае низкого ( $ah \ll 1$ ) приземного фронта формула (20) упрощается:

$$u_n = \vec{n} \vec{M} \frac{ah}{2}. \quad (21)$$

Смещение линии фронта за время  $\delta t$  направлено по нормали к этой линии и равно  $\delta S = u_n \delta t$ . Наибольшее смещение там, где векторы  $\vec{n}$  и  $\vec{M}$  параллельны, т. е. где вектор  $\vec{M}$  перпендикулярен линии фронта. В тех точках, где векторы  $\vec{n}$  и  $\vec{M}$  образуют некоторый угол, смещение фронта меньше. Если первоначально фронт был по каким-либо причинам искривлен, то вследствие указанного механизма кривизна фронта в направлении вектора  $\vec{M}$  будет возрастать, даже если геострофический ветер  $\vec{G}$  постоянен и однороден. По первой формуле (15) легко подсчитать, что вектор  $\vec{M}$  отклонен влево (в Северном полушарии) от геострофического ветра на угол  $45^\circ$ . В циклоне это соответствует увеличению кривизны холодного фронта по направлению к центру циклона. Как и раньше, учет сглаживающего действия сил плавучести в уравнении (14) устраняет скачкообразное изменение  $h(x, y, t)$ , при этом формулы (21), (22) справедливы лишь приближенно.

Рассмотрим еще один частный случай, когда геострофический ветер не зависит от координат и времени, а течение воздуха двумерно и фронт движется с постоянной скоростью  $C \geq 0$ , т. е.  $h = h(x - Ct)$ . При этом в уравнении (14) нужно опустить члены с  $\partial/\partial y$  и заменить  $\partial h/\partial t$  на  $-C \partial h/\partial x$ . Проинтегрировав полученное уравнение один раз по  $x$  и учитывая, что для приземных фронтов постоянная интегрирования равна нулю [2], для отыскания  $h$  имеем обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка

$$-Ch + (G_x - G_y) f_1(h) - (G_x + G_y) f_2(h) - \frac{g'}{v} f_3(h) \frac{dh}{dx} = 0. \quad (22)$$

Это уравнение полностью совпало с уравнением, полученным в [2], так что модель фронта, исследованная в указанной работе, является частным случаем предлагаемой здесь модели. В работе [2] рассчитаны



профили  $h(x)$  и линии тока, соответствующие уравнению (22) для большого числа значений параметров.

В другом частном случае, когда фронтальная поверхность не выходит за пределы планетарного пограничного слоя, т. е. при  $ah \ll 1$ , уравнение (14) упрощается:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \left( \tilde{M} \frac{ah^2}{2} \right) = \nabla \left( \frac{g'}{3\nu} h^3 \nabla h \right). \quad (23)$$

Формально оно совпадает с уравнением, описывающим эволюцию мелкомасштабного океанического фронта [8]. Поэтому полученные в работе [8] результаты можно использовать при анализе уравнения (23).

Таким образом, предлагаемая модель обобщает известные аналитические стационарные модели атмосферных фронтов и дополнительно позволяет исследовать эффекты, связанные с нестационарностью и трехмерностью движений.

Выведено нестационарное нелинейное уравнение (14) для высоты  $h(x, y, t)$  фронтальной поверхности. Показано, что нестационарные решения этого уравнения позволяют, в частности, описывать движение приземного теплого фронта, а также окклюзию холодного и теплого фронтов. На основе полученного уравнения объяснено усиление кривизны холодного фронта вблизи центра циклона, вызванное эффектами трехмерности движения воздуха.

Автор благодарен Г. И. Баренблатту и Ю. А. Романову за обсуждение результатов.

## Литература

1. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. — Л., Гидрометеиздат, 1978.
2. Калажиков Х. Х., Гутман Л. Н. О динамической структуре фронтов. — Изв. АН СССР. Серия геофизич., 1964, № 1.
3. Кочин Н. Е. Собрание сочинений, т. 1. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1949.
4. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. — М., Мир, 1977.
5. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. — Л., Гидрометеиздат, 1969.
6. Хромов С. П., Мамонтова Л. Н. Метеорологический словарь, Л., Гидрометеиздат, 1974.
7. Шакина Н. П. Теоретические исследования атмосферных фронтов и циклонов средних широт. — Метеорология и гидрология, 1978, № 7.
8. Шапиро Г. И. Динамика мелкомасштабного океанического фронта, находящегося под действием ветра. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981, т. 17, № 4.
9. Ball F. K. A theory of fronts in relation to surface stress. — Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1960, vol. 86, No. 367.
10. Tennekes H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. — J. Atmos. Sci., 1973, vol. 30, No. 4.

Институт океанологии АН СССР

Поступила  
5 VI 1981

## ON THE DYNAMICS OF A NON-STATIONARY ATMOSPHERIC FRONT

G. I. Shapiro

*A three-dimensional non-stationary hydrodynamic model of an atmospheric front in an approximately two-layer-stratified, viscous, incompressible rotating fluid is suggested. Simplifications used are based on the smallness of frontal surface inclination angle to the horizon and on the smallness of inertial forces in the equation of momentum. An equation which describes the frontal surface evolution  $h(x, y, t)$  is derived. It is demonstrated that this equation permits to describe the non-stationary motion of a surface warm front, formation of an occlusion front and bending the cold front line near the cyclone centre. In extremal particular cases the suggested model is in a fair agreement with formerly known results.*