ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

06 T78

ТРУДЫ ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 28(90)

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ

Под редакцией канд. физ.-мат. наук Е. С. СЕЛЕЗНЕВОЙ



ЛЕНИНГРАД • 1951

RAPHOR MIRATACHER ... PÉRIMETÉÉRORORIA CINARBE

NCMORACONSCONTROMANNA NNSCARDACO NNSCARDACON

and the second and the second s

na 2005 na Alleno

ayan ng manang sa sa Tang ng manang sa sa Tang ng manang sa sa

Редактор Е. С. Селезнева. Техн. редакторы Ф. А. Юлиш и М. С. Рулева. Корректор Б. Л. Хасин.

Сдано в набор 12/	V 1951 г.	Подписано к печати	10/XI 1951 r.	Изд. № 86.
Индекс М-Л-86.	Бумага 70×105.	Бум. л. 21/4.	Печ. зн. в	бум. л. 120 000.
Печ. л. 6.	Учизд. л. 6.75.	Гидрометеоиздат.	г. Ленингр	аді 🗘 🕄 1951 г.:
Тираж 600 экз.	Цена 4 ру	м-40	322.	Заказ № 1108.
		The second s		

2-я типо-литография Гидрометеоиздата, Ленинград, Прачечный пер., 6.

NARA 77

ananajes. Kasarik su ja siy

 $\sim c_{\tau}$

e . '

c \sim

en a astan el la local y a la grag

perior program concern

514

. . .

 (\cdot) Ξí 4 на страница (жерен) По страница (жерен)

СОДЕРЖАНИЕ

(a) A second s second second sec second second sec second second sec		in the second	CTP.
Предисловие	e se e se e se e		4
Л. Р. Ракипова. О механизме связи межд атмосферы	у тропосферой	и верхними слоя	іми 5
М. П. Чуринова. О периодичности колебани	й тропопаузы.	· · · · · · · · ·	36
М. П. Чуринова. Некоторые данные о коэф ной атмосфере	ициенте турбу	лентности в своб	од-
П. А. Воронцов и С. И. Соколов. Мето нижнего слоя атмосферы	дика аэрологич	еских исследован	иий
		terra de la terra de la composición de	P. P.

 \dot{c}

T.

.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данный выпуск трудов Главной геофизической обсерватории объединяет несколько статей, содержащих результаты теоретических и экспериментальных исследований по физике атмосферы.

В первой статье Л. Р. Ракиповой "О механизме связи между тропосферой и верхними слоями атмосферы" рассматриваются вопросы динамики высоких слоев атмосферы и предлагается возможная схема взаимодействия между тропосферой и вышележащими слоями. Данный вопрос относится к мало разработанным проблемам физики атмосферы; автор дает ему оригинальную трактовку. Свои теоретические расчеты она сопоставляет со средними аэрологическими характеристиками атмосферных возмущений (циклонов и антициклонов) и находит удовлетворительное совпадение.

В статье М. П. Чуриновой "О периодичности колебаний тропопаузы" дан некоторый анализ колебаний тропопаузы, отмечаемых последовательными во времени зондированиями в одном пункте; эти колебания схематично представляют в виде волн. Найденные автором периоды таких колебаний соответствуют общей периодичности (или, лучше, ритмичности) тропосферных процессов и не являются устойчивыми.

Вторая статья того же автора "Некоторые данные о коэфициенте турбулентности в свободной атмосфере" имеет прежде всего методическое значение. В ней разобран ряд формул, предназначенных для вычисления коэфициента турбулентности выше приземного слоя. В результате сопоставления расчетов по этим формулам автор рекомендует одну из формул Д. Л. Лайхтмана. Далее на основании этой формулы М. П. Чуринова получила ряд интересных результатов по средним характеристикам коэфициента турбулентности в слое от 100 м до уровня геострофического ветра.

Статья П. А. Воронцова и С. И. Соколова "Методика аэрологических исследований нижнего слоя атмосферы", как видно из названия, посвящена весьма актуальному вопросу. После прекращения змейковых зондирований изучению самого нижнего слоя атмосферы в аэрологии уделяется весьма мало внимания. Между тем, современные запросы народного хозяйства побуждают развивать такие исследования. В связи с этим необходимо, прежде всего, разрешить методические вопросы, что и было предпринято авторами. Примененный ими вариант аэростатного метеорографа безусловно найдет широкое применение в аэрологической практике. Проведенные авторами опытные зондирования дают интересный методический материал.

Е. Селезнева

л. Р. РАКИПОВА

О МЕХАНИЗМЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ТРОПОСФЕРОЙ И ВЕРХНИМИ СЛОЯМИ АТМОСФЕРЫ

Представление о том, что погодообразующие процессы, создающиеся прежде всего под действием земной поверхности (общая циркуляция и барические возмущения — циклоны и антициклоны), имеют место только в нескольких нижних километрах атмосферы — тропосфере, повидимому, нужно считать устаревшим и неверным.

Сложиться такое представление могло только под влиянием ограниченности возможностей экспериментального исследования верхних слоев атмосферы.

Действительно, на основании каких физических соображений следует считать, что динамические процессы, вызванные действием земной поверхности и простирающиеся в горизонтальном направлении на тысячи километров, в вертикальном направлении должны ограничиваться только несколькими километрами? Естественнее было бы думать, что они распространяются значительно дальше, на десятки, а может быть, и сотни километров вверх.

За большую достоверность такой точки зрения, а не обратной, говорит и то обстоятельство, что верхние слои атмосферы не отстают от вращения земной поверхности и нижних слоев. Об этом говорят наблюдения над направлением ветра в верхних слоях [12], а также теорегические соображения. Следовательно, некоторая область атмосферы, простирающаяся до очень больших высот, может находиться длительное время под влиянием обширного участка земной поверхности, воспринимая и реагируя на все его воздействия.

Малая плотность воздуха в верхних слоях также говорит в пользу возможности воздействия на них процессов, происходящих в тропосфере. Энергия, которая должна быть передана каким-то механизмом снизу вверх, — невелика: кинетическая энергия динамических возмущений в верхних слоях значительно меньше кинетической энергии динамических возмущений в тропосфере, так как плотность воздуха в верхних слоях значительно меньше плотности воздуха в тропосфере. На высоте 60 км плотность в 10^4 раз, а на высоте 100 км в 10^6 раз меньше, чем у земной поверхности.

Следует ожидать, что чем мощнее процессы в тропосфере, чем большую площадь земной поверхности они охватывают и чем они длигельнее, тем сильнее должно быть их влияние на верхние слои, тем выше они должны распространяться и тем большее время там проявляться.

Какие же имеются экспериментальные данные, подтверждающие высказанные здесь соображения?

О существовании общей циркуляции в верхних слоях атмосферы говорят наблюдения над ветром в этих слоях с помощью различных методов (шары-пилоты, метеорные следы и т. д.). Анализируя эти наблюдения, В. В. Федынский [10] приходит к выводу, что слои атмосферы от 30 до 100 км образуют сложную систему воздушных течений, которую можно схематически изобразить как систему стратосферного пассата и антипассата, нарушаемую вихревыми циркуляциями. Граница

раздела двух господствующих течений находится на высоте 82-83 км. Но из-за отсутствия достаточных данных схему общей циркуляции в различных слоях атмосферы вряд ли можно рассмотреть теоретически.

В отношении циклонов и антициклонов положение иное.

Во-первых, имеются данные статистических обработок наблюдений над температурой и давлением на различных уровнях в циклонах и антициклонах. П. Н. Тверской [9] приводит данные о распределении температуры в циклонах и антициклонах до уровня тропопаузы. А. Б. Калиновский [5] дает распределение давленая и температуры в циклонах и антициклонах до высоты 20 км. Такие же данные можно найти у других авторов.

Ограниченность наблюдений уровнем 20 км объясняется, прежде всего, тем, что потолок применяемых для их получения зондов и радиозондов ограничен этой высотой.

Если бы была возможность получить сообщения о температуре и давлении над тропосферными циклонами и антициклонами с более высоких уровней, то вполне возможно, что таким путем было бы обнаружено воздействие тропосферных динамических возмущений и на эти уровни.

Во-вторых, можно привести другие данные, наблюдения и соображения, которые позволяют выяснить механизм связи тропосферных циклонов и антициклонов с верхними слоями атмосферы. Оказывается возможным показать преобладающую роль тропосферных процессов в общем развитии возмущения, а также наметить возможное влияние процессов в верхних слоях на изменение давления в тропосферных циклонах и антициклонах.

Выяснению этого механизма и посвящена настоящая работа. Все необходимые экспериментальные данные будут приводиться ниже, по мере надобности.

Здесь следует отметить, что циклоническое движение воздуха в верхних слоях, на уровнях 75—85 км, наблюдалось непосредственно: изучение серии фотоснимков серебристых облаков, полученных 29, VI 1936 г., позволило обнаружить наличие вращательного движения циклонического типа со скоростью 29—34 м/сек., охватывающего площадь около 50 000 км² над Северным Краем.

Кроме того, большие скорости ветра (50—100 м/сек.) также заставляют думать, что в верхней атмосфере должны существовать местные центры повышенного и пониженного давления. Эту мысль можно найти у В. В. Федынского [10], Г. О. Затейщикова и В. А. Бронштэна [4].

Относительно тропосферных циклонов известно следующее. В развитии циклона можно различить в основном две стадии: 1) волновую — циклон имеет теплый сектор, его углубление происходит главным образом за счет адвективных причин, 2) вихревую — начало этой стадии можно отнести к началу окклюдирования циклонов; циклон в этой стадии углубляется за счет динамических процессов, связанных с вытеснением вверх теплого воздуха и освобождением энергии влажнонеустойчивости.

Вертикальная мощность циклона зависит от стадии его развития и растет с возрастом циклона. В стадии фронтальной волны барическая депрессия ограничивается самыми нижними километрами тропосферы. По мере завихривания и углубления циклона его вертикальная мощность к моменту окклюзии достигает нижних слоев стратосферы.

В стадии окклюзии возмущение уже настолько хорошо выражено в верхней тропосфере, что на уровне Сі имеются замкнутые циклонические линии тока и, следовательно, замкнутые циклонические изобары; центр депрессии на уровне Сі теперь почти совпадает с нижним центром возмущения, т. е. наклон оси циклона становится круче [11].

Окклюзия происходит при достаточно сильном падении давления у земной поверхности [7].

Циклон в этой стадии малоподвижен.

6

Тропопауза и с нею нижняя стратосфера всасываются вниз над циклоном, чтобы восстановить статическое равновесие, нарушенное противоградиентным

выбрасыванием воздуха из углубляющегося циклона в тропосфере на уровнях 5-8 км [11].

Высота тропопаузы снижается по мере развития циклона и к моменту окклюзии или после него достигает особенно низких значений [11]. Сначала это снижение происходит за счет меридиональной адвекции более низкой тропопаузы с севера, а во второй стадии происходит динамическое всасывание тропопаузы.

Исходя из данных о коэфициенте корреляции между давлением, на различных уровнях и высотой тропопаузы, можно предположить, что тропосферные процессы оказывают более сильное влияние на высоту тропопаузы, чем стратосферные: коэфициент корреляции между H и p_{10} 0,64, между H и p_8 0,71, наибольшая корреляция существует между H и p_5 .

В вихревой стадии температура в тропосфере понижается, а в нижней стратосфере растет.

Наиболее глубокие циклоны большей частью уже окклюдированы и поэтому могут рассматриваться как холодные тропосферные вихри [11]. После окклюзии барическая депрессия заполняется, и циклон затухает [11].

В антициклоне происходят динамические процессы противоположного направления: вертикальные скорости направлены вниз, давление растет, тропопауза поднимается.

Поставим перед собой задачу: выяснить, каким образом для вихревого циклона (или антициклона) изменяются со временем значения метеорологических элементов на различных уровнях в атмосфере, если известно их изменение во времени у земной поверхнссти. Другими словами, попытаемся получить теоретическим путем изменение во времени состояния воздуха на разных высотах по заданным изменениям его состояния у земной поверхности для случая вихревого циклона. Очевидно, при правильном решении задачи полученные результаты должны быть близки к данным П. Н. Тверского, А. Б. Калиновского и др. Совпадение теоретических и экспериментальных результатов будет служить критерием удовлетворительного соответствия предлагаемой ниже модели нестационарного циклона (антициклона) действительным процессам в атмосфере.

Рассмотрим систему уравнений гидро- и термодинамически при следующих предположениях, отражающих основные черты циклона (антициклона) в вихревой стадии развития: изобары круговые, циклон неподвижен, ось его вертикальна, процесс нестационарен и протекает адиабатически.

Тогда в цилиндрической системе координат уравнения движения будут иметь такой вид:

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_{\varphi}^2}{r} + \frac{w}{H} \frac{\partial V_r}{\partial \zeta} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial r}{\partial r} + lV_{\varphi}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial r} + \frac{V_r V_{\varphi}}{r} + \frac{w}{H} \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \zeta} = -lV_r, \qquad (2)$$

$$-\frac{1}{\rho H}\frac{\partial p}{\partial \zeta}-g=0.$$
(3)

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_r}{r} + \frac{1}{H} \frac{\partial w}{\partial \zeta} = 0.$$
(4)

Уравнение притока тепла:

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial t} + V_r \frac{\partial\vartheta}{\partial r} + \frac{w}{H} \frac{\partial\vartheta}{\partial \zeta} + \Gamma w - \frac{A}{c_p \rho} \left(V_r \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial t} \right) = 0.$$
(5)

Здесь размерная вертикальная координата z заменена безразмерной координатой С:

 $\zeta = rac{z}{H}$,

где H — толщина рассматриваемого слоя (в нашей задаче это высота тропопаузы); V_r , V_{φ} , w — составляющие скорости по радиусу, по касательной к изобаре и вертикальная; ρ и p — плотность и давление; ϑ — отклонение температуры от начального, [невозмущенного значения; $\Gamma = \gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z}$ (здесь γ_a — адиабатический градиент температуры и T — температура невозмущенной атмосферы); A — термический эквивалент работы; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; $l = 2 \omega' \sin \psi$; ψ — географическая широта, ω' — угловая скорость вращения земли; t — время.

Чтобы проинтегрировать эту систему уравнений до конца, зададим вертикальную скорость *w* в виде:

 $w = a\zeta \left(1 - \alpha\zeta\right) f(t). \tag{6}$

Здесь f(t) — некоторая функция времени.

Зависимость w от ζ задается явно, так как ее можно обосновать физически: у земной поверхности w должно равняться нулю, выше w принимает положительные значения, но на тропопаузе она отрицательна, так как тропопауза над циклоном опускается. Поэтому можно считать, что в слое, непосредственно прилегающем к тропопаузе снизу, вертикальная скорость тоже отрицательна. Следовательно, в верхней тропосфере w переходит через нуль. Из этого условия и определяется коэфициент α, который может изменяться в довольно узких пределах, так как значение ζ, при котором w обращается в нуль, во всяком случае больше 0,5 и меньше единицы.

Зависимость w от r не учитывается, так как эта зависимость имела бы весьма произвольный вид. Относительно нее можно только сказать, что на каком-то расстоянии от центра циклона w обращается в нуль. Рассмотрение зависимости w от r заставило бы ввести новые параметры, выбор численных значений которых был бы произвольным. Это не улучшило бы полученные результаты, но усложнило бы выкладки. Поэтому учет зависимости w от r нецелесообразен. В таком виде, как оно задано, w удовлетворительно представляет условия в центральной области циклона, где можно считать w не зависящим от r.

Аналитический вид функции f(t) знать не нужно, как это будет видно из дальнейшего.

Значение коэфициента a и необходимые для расчетов характеристики функции f(t) определяются из начальных и граничных условий.

H — высота тропопаузы; она принимается не зависящей от t и r. Первое можно сделать потому, что смещение тропопаузы над циклоном в стадии завихривания за несколько часов равно 1—2 км, что составляет сравнительно небольшую долю от высоты самой тропопаузы. Поэтому, если за H принять среднюю высоту тропопаузы, то ее можно считать независящей от t. Второе предположение относительно H справедливо для центральной области циклона.

Теперь приступим к решению выписанной системы уравнений.

Из уравнения (4) найдем:

$$V_r = -\frac{ar}{2r}(1-2\alpha\zeta)f(t).$$

Произвольная функция, появляющаяся в результате интегрирования этого уравнения, должна быть тожественно равна нулю, так как $V_r = 0$ при r = 0. Из уравнения (2) найдем V_{φ} ; для этого перепишем его таким образом:

$$\frac{1}{V_r}\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial t} + \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial r} + \frac{V_{\varphi}}{r} + \frac{1}{H}\frac{\omega}{V_r}\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \zeta} + l = 0.$$

Присоединяем сюда систему характеристических уравнений в частых производных:

$$\frac{dt}{l} = dr - \frac{d\zeta}{l} = -\frac{dV_{\varphi}}{V_{r}} = -\frac{dV_{\varphi}}{V_{r}}$$

Ее интегралы:

$$C_{1} = 2r^{2}\zeta (1 - \alpha\zeta),$$

$$C_{2} = \frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta} e^{F}; \quad \text{здесь} \quad F = \frac{a}{H} \int f(t) dt,$$

$$C_{3} = rV_{\varphi} + \frac{1}{2}lr^{2}.$$

Функцию V_{φ} при t=0 найдем из уравнения (1):

$$V_{\varphi}^{2} + lr V_{\varphi} - r V_{r} \frac{\partial V_{r}}{\partial r} - r \frac{w}{H} \frac{\partial V_{r}}{\partial \zeta} - \frac{r}{\varrho} \frac{\partial \rho}{\partial r} - r \frac{\partial V_{r}}{\partial t} = 0 \bigg|_{t=0}$$

отсюда

$$V_{\varphi|t=0} = -\omega r + V \overline{\omega^2 r^2 + k} \,.$$

Здесь

$$\omega = \omega' \sin \psi = \frac{l}{2}$$
,

$$k = \left(\frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + r\frac{w}{H}\frac{\partial V_r}{\partial \zeta} + rV_r\frac{\partial V_r}{\partial r} + r\frac{\partial V_r}{\partial t}\right)\Big|_{t=0}$$

Найдем значения интегралов, соответствующие моменту t = 0:

$$\overline{C}_{1} = 2r^{2}\zeta (1 - \alpha\zeta),$$

$$\overline{C}_{2} = \frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta},$$

$$\overline{C}_{3} = rV_{\varphi}|_{t=0} + \omega r^{2}$$

Выразим значения ζ, r и V_{φ} , соответствующие моменту t=0, через \overline{C}_1 , \overline{C}_2 , \overline{C}_3 :

$$\zeta = \frac{1}{\overline{C_2} + \alpha},$$

$$r = (\overline{C_2} + \alpha) \sqrt{\frac{\overline{C_1}}{2\overline{C_2}}},$$

$$V_{\varphi} = \frac{\overline{C_8}}{r} - \omega r = \frac{\overline{C_8}}{(\overline{C_2} + \alpha)} \sqrt{\frac{\overline{C_1}}{2\overline{C_2}}} - \omega (\overline{C_2} + \alpha) \sqrt{\frac{\overline{C_1}}{2\overline{C_2}}}$$

Подставляя эти значения в выражение для функции $V_{\varphi}|_{t=0}$, получим нужную нам связь между интегралами $\overline{C}_1, \overline{C}_2, \overline{C}_3$:

$$\frac{\overline{C_3}}{(\overline{C_2}+\alpha)\sqrt{\frac{\overline{C_1}}{2\overline{C_2}}}} = \sqrt{\frac{\omega^2\overline{C_1}(\overline{C_2}+\alpha)^2}{2\overline{C_2}}} + k.$$

Ωġ.

-анпри 4=0: с болениес

以下的 自我的知道:5500月1 $\frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = (\overline{C}_2 + \alpha) \sqrt{\frac{\overline{C}_1}{2\overline{C}_2}} \cdot q.$ $q = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{t=0}$ CLUMPLUS

Здесь

есть функция от ζ и r;

$$r\frac{w}{H}\frac{\partial V_r}{\partial \zeta} = \alpha \frac{a^2}{H^2}r^2\zeta (1-\alpha\zeta) = \frac{a^2\alpha \overline{C}_1}{2H^2};$$

$$\begin{split} rV_{r}\frac{\partial V_{r}}{\partial r} &= \frac{a^{2}r^{2}}{4H^{2}}\left(1-2\alpha\zeta\right)^{2} = \frac{a^{2}}{4H^{2}}\frac{C_{1}(\overline{C}_{2}+\alpha)^{2}}{2\overline{C}_{2}}\left(1-\frac{2\alpha}{\overline{C}_{2}+\alpha}\right)^{2} = \frac{a^{2}}{8H^{2}}\frac{\overline{C}_{1}}{\overline{C}_{2}}(\overline{C}_{2}-\alpha)^{2};\\ r\frac{\partial V_{r}}{\partial t} &= -\frac{a}{2H}r^{2}(1-2\alpha\zeta)\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} = -\frac{a}{4H}\frac{\overline{C}_{1}}{\overline{C}_{2}}(\overline{C}_{2}^{2}-\alpha^{2})\left(\frac{df}{at}\right)_{t=0}.\\ \Pi \text{OPTOMY} \\ \overline{C}_{3} &= \sqrt{A+B-D} \;, \end{split}$$

010.030

=0

-43.73

$$A = \left(\omega^2 + \frac{a^2}{4H^2}\right) \frac{\overline{C}_1^2}{\overline{C}_2^2} (\overline{C}_2 + \alpha)^4,$$

$$B = q (\overline{C}_2 + \alpha)^3 \frac{\overline{C}_1}{2\overline{C}_2} \sqrt{\frac{\overline{C}_1}{2\overline{C}_2}},$$

$$D = \frac{a}{8H} \frac{\overline{C}_1^2}{\overline{C}_2^2} (\overline{C}_2^2 - \alpha^2) (\overline{C}_2 + \alpha)^2 \left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0},$$

Это же соотношение справедливо при любом t:

$$rV_{\varphi} + \omega r^2 = \sqrt{A' + B' - D'}$$

где

$$A' = \left(\omega^2 + \frac{a^2}{4H^2}\right) r^4 \zeta^4 e^{-2F} \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta} e^F + \alpha\right)^4,$$

$$B' = q \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta} e^F + \alpha\right)^3 r^3 \zeta^3 e^{-1,5F},$$

$$D' = \frac{a}{2H} r^4 \zeta^4 e^{-2F} \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta} e^F + \alpha\right)^3 \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta} e^F - \alpha\right) \left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0}$$

Отсюда:

and the second second

$$V_{\varphi} = -\omega r + \frac{1}{r} \sqrt{A' + B' - D'} \,.$$

Для стационарных условий и при отсутствии вертикальных движений будем иметь обычное выражение для градиентного ветра при круговых изобарах:

$$V=-\omega r+\sqrt{\omega^2 r^2+qr}.$$

Теперь найдем выражение для давления. Из уравнения (1) получим:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = lV_{\varphi} + \frac{V_{\varphi}^2}{r} - \frac{\partial V_r}{\partial t} - V_r\frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{w}{H}\frac{\partial V_r}{\partial \zeta}$$

Так как

$$lV_{\varphi} + \frac{V_{\varphi}^2}{r} = -\omega^2 r + \frac{A' + B' - D'}{r^3}$$

И

$$\frac{w}{H}\frac{\partial V_r}{\partial \zeta} + V_r\frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{a^2}{H^2}\alpha r\zeta (1-\alpha\zeta)f^2 + \frac{a^2}{4H^2}r(1-2\alpha\zeta)^2f^2 = \frac{a^2r}{4H^2}f^2,$$

то

$$\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial r} = -\omega^2 r + \left(\omega^2 + \frac{a^2}{4H^2}\right) r\zeta^4 e^{-2F} \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta}e^F + \alpha\right)^4 + q\left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta}e^F + \alpha\right)^3 \zeta^3 e^{-1,5F} - \frac{a}{2H}r\zeta^4 e^{-2F} \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta}e^F + \alpha\right)^3 \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta}e^F - \alpha\right) \left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} + \frac{ar}{2H}(1-2\alpha\zeta)\frac{df}{dt} - \frac{a^2r}{4c^2}f^2.$$
 (*)

Для того чтобы найти $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t}$, продиференцируем $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$ по t, а затем проинтегрируем по r.

Предварительно обозначим:

$$e^{-2F} \left(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^{F}+\alpha\right)^{4} = \Psi(t,\zeta),$$
$$e^{-1,5F} \left(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^{F}+\alpha\right)^{3} = \Phi(t,\zeta),$$
$$e^{-2F} \left(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^{F}+\alpha\right)^{4} = \Theta(t,\zeta).$$

Тогда диференцирование даст:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \left(\omega^2 + \frac{a^2}{4H^2}\right) r\zeta^4 \frac{\partial \Psi}{\partial t} + q\zeta^3 \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{a}{2H} r\zeta^4 \frac{\partial \Theta}{\partial t} \begin{pmatrix} df \\ dt \end{pmatrix}_{t=0} + \frac{ar}{2H} (1 - 2\alpha\zeta) \frac{d^2f}{dt^2} - \frac{a^2r}{2H^2} f \frac{df}{dt}$$

и интегрирование:

$$\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial t} = \int \frac{1}{p}\frac{\partial^2 p}{\partial t\,\partial r}\,dr = \frac{\omega^2 + \frac{d^2}{4H^2}}{2}r^2\zeta_4\frac{\partial\Psi}{\partial t} + \zeta_3\frac{\partial\Phi}{\partial t}\int q\,dr - \frac{a}{4H}r^2\zeta_4\frac{\partial\Theta}{\partial t}\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} + \frac{ar^2}{4H}(1 - 2\alpha\zeta_3)\frac{d^2f}{dt^2} - \frac{a^2r^2}{4H^2}f\frac{df}{dt} + C'(t). \quad (**)$$

Здесь пришлось предположить, что р не зависит от t. Из уравнения (3) имеем:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial \zeta} = -gH. \qquad (***).$$

Интеграл от функции $\frac{1}{\rho} dp$ должен быть таким, чтобы частная производная от него по r равнялась выражению (*), часточная производная по t равнялась (**),

11

1.01.014.014

частная производная по ζ равнялась (***):

$$\int \frac{1}{\rho} dp = -gH\zeta - \frac{1}{2}\omega^2 r^2 + \frac{\omega^2 + \frac{a^2}{4H^2}}{2}r^2\zeta^4 e^{-2F} \Big(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^F + a\Big)^4 + \zeta^3 e^{-1.5F} \Big(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^F + a\Big)^3 \int q \, dr - \frac{a}{4H}r^2\zeta^4 e^{-2F} \Big(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^F + a\Big)^3 \Big(\frac{1-a\zeta}{\zeta}e^F - a\Big) \Big(\frac{df}{dt}\Big)_{t=0} + \frac{ar^2}{4H}(1-2a\zeta)\frac{df}{dt} - \frac{a^2r^2}{8H^2}f^2 + C(t).$$

Если можно считать, что температура в среднем убывает с высотой по линейному закону:

$$T=T_0-\beta z,$$

TO

$$\int_{p_0}^p \frac{1}{p} dp = R \int_{p_0}^p \frac{T}{p} dp = \frac{gT_0}{\beta} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R\beta}{g}} - 1 \right].$$

Сделать такое предположение относительно температуры лучше, чем считать ее постоянной при интегрировании в слое (p_0, p) .

Функцию C(t) легко определить из условия: задано давление на земной поверхности, в центре циклона, как функция времени:

$$p(0, 0, t) = P(t).$$

Тогда

$$C(t) = \frac{gT_0}{\beta} \left[\left(\frac{P}{f_0} \right)^{\frac{R\beta}{g}} - 1 \right],$$

«и давление *p* определяется следующим выражением:

$$\frac{gT_{0}}{\beta} \left[\left(\frac{p}{p_{0}} \right)^{\frac{R\beta}{B}} - \left(\frac{p}{p_{0}} \right)^{\frac{R\beta}{B}} \right] = -gH\zeta - \frac{1}{2}\omega^{2}r^{2} + \frac{\left(\omega^{2} + \frac{a^{2}}{4H^{2}} \right)}{2} r^{2}\zeta^{4}e^{-2F} \left(\frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta} e^{F} + \alpha \right)^{4} + \zeta^{3}e^{-1,5F} \left(\frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta} e^{F} + \alpha \right)^{3} \int q \, dr - \frac{a}{4H} r^{2}\zeta^{4}e^{-2F} \left(\frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta} e^{F} + \alpha \right)^{3} \left(\frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta} e^{F} - \alpha \right) \left(\frac{df}{dt} \right)_{t=0} + \frac{ar^{2}}{4H} \left(1 - 2\alpha\zeta \right) \frac{df}{dt} - \frac{a^{2}r^{2}}{8H^{2}} f^{2}$$

Таким образом, давление определяется с точностью до некоторой функции времени C(t), которую не нужно задавать произвольно: она однозначно выражается через давление у земной поверхности в центре циклона в различные моменты времени.

Для такой задачи, как она поставлена здесь, подобное определение давления вполне логично: изменение со временем давления в атмосфере однозначно связано с изменением давления на земной поверхности.

Для прогностической задачи такой способ определения функции времени C (t), конечно, нельзя было бы назвать удачным.

Для проверки полученной формулы для p найдем $\left(rac{dp}{dr}
ight)_{r=0}$

Так как

то

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{gT_0}{\beta} \left(\frac{p}{\rho_0}\right)^{\frac{Kp}{g}} = \frac{RT_0}{p} \left(\frac{p}{\rho_0}\right)^{\frac{Kp}{g}} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{RT}{p} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} ,$$

$$q = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}\right)_{t=0} = -\omega^2 r + \left(\omega^2 + \frac{a^2}{4H^2}\right) r + q + \frac{ar}{2H} \left(1 - 2\alpha\zeta\right) \left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} - \frac{a^2}{4H^2} r - \frac{ar}{2H} \left(1 - 2\alpha\zeta\right) \left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} .$$

Получили, как и следовало ожидать, тождество: q может быть, действительно, любой функцией r и ζ .

Известно, что в циклоне у земной поверхности градиент давления зависит от расстояния от центра, таким образом:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \mathbf{x} r^2$$

для *r <<* 200 км.

Тогда у земной поверхности

$$q=\frac{1}{p}\,\mathrm{x}r^2.$$

Будем считать для простоты, что q не зависит от ζ , т. е. x с высотой убывает так же, как и плотность p:

$$q = kr^2$$
.

k не зависит от высоты: $k = \left(\frac{x}{p}\right)_{\zeta = 0.}$

Отклонение от среднего распределения температуры в найдем из уравнения (5):

$$\frac{1}{V_r}\frac{\partial\vartheta}{\partial t} + \frac{\partial\vartheta}{\partial r} + \frac{w}{HV_r}\frac{\partial\vartheta}{\partial \zeta} + \Gamma \frac{w}{V_r} - \frac{A}{c_p} \left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho V_r}\frac{\partial p}{\partial t}\right) = 0.$$

Система характеристических уравнений этого уравнения в частных производных:

$$\frac{\frac{1}{1}}{\frac{1}{V_r}} = dr = \frac{d\zeta}{w} = \frac{\partial \vartheta}{\frac{A}{c_p} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho V_r} \frac{\partial p}{\partial t}\right) - \Gamma \frac{w}{V_r}}$$

Ее интегралы:

$$C_1 = 2r^2\zeta (1 - \alpha\zeta); \quad C_2 = \frac{1 - \alpha\zeta}{\zeta} e^F.$$

Третий интеграл получим, проинтегрировав по r выражение:

$$d\vartheta = \left[\frac{A}{c_p}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho V_r}\frac{\partial p}{\partial t}\right) - \Gamma \frac{w}{V_r}\right]dr.$$

Расчеты показали, что с точностью до сотых долей градуса:

$$\vartheta = \frac{A}{c_p} r^2 \left\{ \pm \frac{2aa}{H} \left[\frac{df}{dt} - \left(\frac{df}{dt} \right)_{t=0} \right] \zeta \left(1 - \alpha \zeta \right) \ln \left[r \left(1 + \sqrt{1 - 4\alpha \zeta \left(1 - \alpha \zeta \right)} \right) \right] - \frac{1}{4} \left[\frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dt^2} - \left(\frac{d^2 f}{dt^2} \right)_{t=0} \right] + k \left[\zeta^3 e^{-1.5F} \left(\frac{1 - \alpha \zeta}{\zeta} e^F + \alpha \right)^3 - 1 \right] r \ln r \pm \frac{k}{\alpha} \left[\zeta^3 e^{-1.5F} \left(\frac{1 - \alpha \zeta}{\zeta} e^F + \alpha \right)^2 \left(\frac{1 - \alpha \zeta}{\zeta} e^F - \alpha \right) - \left(1 - 2\alpha \zeta \right) \right] r \ln \left[r \left(1 + \sqrt{1 - 4\alpha \zeta \left(1 - \zeta \right)} \right) \right] \right\}.$$

13:

Знак минус перед первым членом физического смысла не имеет: он дает результаты, не соответствующие действительности. Это будет показано дальше.

Оценим теперь величину опускания тропопаузы за время $t = t_k$. При этом будем исходить из известного предположения о том, что высота тропопаузы обусловлена, главным образом, процессами в тропосфере и тропопауза опускается над циклонсм, чтобы восстановить статистическое равновесие, нарушенное выбрасыванием воздуха из углубляющегося циклона. Следовательно, нам нужно принять, что относительное изменение высоты тропопаузы должно быть равно отношению разности масс ΔM , втекающих и вытекающих из циклона за время t_k , к общей массе воздуха в циклоне M.

Масса воздуха, втекающего в циклон:

$$M_{+} = \overline{\rho} \frac{a\pi R^{2}}{H} \int_{0}^{\frac{H}{2\alpha}} \left(1 - 2\frac{\alpha}{H}z\right) dz \int_{0}^{t_{k}} f dt = \overline{\rho} \frac{\pi R^{2}H}{4\alpha} F_{k}.$$

Здесь ρ — среднее значение плотности воздуха в циклоне. Масса воздуха, вытекающего из циклона:

$$M_{-} = -\bar{\rho} \frac{a\pi R^{2}}{H} \int_{\frac{H}{2\pi}}^{H} (1 - 2\frac{\alpha}{H}z) dz \int_{0}^{t_{k}} f dt = \bar{\rho}\pi R^{2}F_{k}H(\alpha - 1) + \bar{\rho}\frac{\pi R^{2}H}{4\alpha}F_{k},$$

отсюда

TQ

$$M = \rho \pi R^2 F_k H (\alpha - 1)$$
$$M = \rho \pi R^2 H,$$

Так как

$$\frac{\Delta H}{H} = F_k(\alpha - 1).$$

Такое же значение для ΔH можно получить иначе. Очевидно

$$\Delta H = \left| \int_{0}^{t_{k}} w_{\zeta=1} dt \right| = \left| a(1-\alpha) \int_{0}^{t_{k}} f dt = HF_{k}(\alpha-1) \right|$$

Смещение тропопаузы пропорционально начальному значению вертикальной скорости *a* и времени *t*.

Если считать, что поднятие тропопаузы над антициклоном происходит по тем же причинам, что и опускание тропопаузы над циклоном, то полученное значение ΔH будет характеризовать также смещение тропопаузы и над антициклоном.

Уравнения движения для антициклона будут отличаться от рассмотренных уравнений тем, что в уравнении (1) dp/dr будет иметь обратный знак; составляющие силы Кориолиса в уравнениях (1) и (2) также будут иметь обратные знаки, так как градиент давления и сила Кориолиса не могут быть направлены в одну и ту же сторону от изобар.

Тогда, если вертикальную скорость задать в виде

$$w = - a\zeta (1 - \alpha\zeta)f(t),$$

получим:

<u>ار ا</u>

$$V_{\varphi} = \frac{ar}{2H} (1 - 2\alpha\zeta) f(t); \qquad (1 - 2\alpha\zeta) f(t);$$

97 KOSO

$$\frac{gT_{0}}{\beta} \left[\left(\frac{p}{p_{0}} \right)^{\frac{R\beta}{S}} - \left(\frac{p}{p_{0}} \right)^{\frac{R\beta}{S}} \right] = -gH\zeta + \frac{1}{2} \omega^{2}r^{2} - \frac{\left(\omega^{2} + \frac{a^{2}}{4H^{2}} \right)}{2} r^{2}\zeta^{4}e^{-2F} \left(\frac{1 - a\zeta}{\zeta} e^{F} + a \right)^{4} + \zeta^{3}e^{-1,5F} \left(\frac{1 - a\zeta}{\zeta} e^{F} + a \right)^{3} \int q \, dr + \frac{a}{4H} r^{2}\zeta^{4}e^{-\frac{2F}{\zeta}} \left(\frac{1 - a\zeta}{\zeta} e^{F} + a \right)^{3} \left(\frac{1 - a\zeta}{\zeta} e^{F} - a \right) \left(\frac{df}{dt} \right)_{t=0} + \frac{ar^{2}}{4H} (1 - 2a\zeta) \frac{df}{dt} + \frac{a^{2}r^{2}}{8H^{2}} f^{2};$$

$$\vartheta = \frac{A}{c_p} r^2 \left\{ -\frac{a}{H} \left[\frac{df}{dt} - \binom{df}{dt} \right]_{t=0} \right] \zeta \left(1 - \alpha \zeta \right) \ln \left[r \left(1 + \sqrt{1 - 4\alpha \zeta \left(1 - \alpha \zeta \right)} \right) \right] + \frac{1}{4} \left[\frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dt^2} - \left(\frac{d^2 f}{dt^2} \right)_{t=0} \right] + k \left[\zeta^3 e^{-1.5F} \left(\frac{1 - \alpha \zeta}{\zeta} e^F + \alpha \right)^3 - 1 \right] r \ln r - \frac{k}{\alpha} \left[\zeta^3 \left(\frac{1 - \alpha \zeta}{\zeta} e^F + \alpha \right)^2 \left(\frac{1 - \alpha \zeta}{\zeta} e^F - \alpha \right) e^{-1.5F} - \left(1 - 2\alpha \zeta \right) \right] r \ln \left[r \left(1 + \sqrt{1 - 4\alpha \zeta \left(1 - \alpha \zeta \right)} \right) \right] \right\}$$

Теперь по полученным формулам произведем расчет распределения температуры и ветра на различных уровнях в атмосфере над циклоном. Для этого зададимся следующими конкретными данными.

Задано барическое, температурное и ветровое поле у поверхности земли в моменты t=0 и $t=t_k$ в центре циклона r=0 и на расстоянии r_k от центра. Пусть у поверхности земли ($\zeta = 0$):

t=0.

$$r = 0: p_0 = 966 \text{ m6}; \quad \vartheta = 0.$$

 $r = r_k: p_1 = 967,35 \text{ m6}; \quad \vartheta = 0; \quad \left| \frac{V_r}{V_{\varphi}} \right| = 8,5 \cdot 10^{-2}.$

 $t = t_{b}$.

$$\begin{split} r &= 0: \ P_0 = 961 \ \text{mG}; \quad \vartheta = 0. \\ r &= r_k: \ p_2 = 962,35 \ \text{mG}; \ \vartheta = -0,5^\circ; \left| \frac{V_r}{V_{\varphi}} \right| = 1,5 \cdot 10^{-1}. \end{split}$$

При t = 0 температура у земной поверхности $T_0 = 300^\circ$, на уровне тропопаузы $T_H = 240^\circ$. Высота тропопаузы 6 км; $t_k = 6$ час. — продолжительность стадии завихривания; $r_k = 200$ км.

Для простоты расчетов положим, что $\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} = 0.$

Выше взяты средние характеристики циклона в стадии завихривания.

Определим из этих условий все необходимые параметры (численные значения параметров даются в системе CGS):

240

De la ciga

gers zwien s (e

1) x:

$$\zeta = 0, \quad t = 0, \quad r = r_k, \quad RT \ln \frac{p_1}{p_0} = \int q \, dr = \frac{x}{3p_0} r_k^3$$

отсюда

$$x = 0,52 \cdot 10^{-18}$$
, при $\rho_0 = 1,2 \cdot 10^{-3}$.

2) a: Из условия

$$\left|\frac{\frac{V_r}{V_{\varphi}}}{|_{t=0, t=0}}\right| = 8,47 \cdot 10^{-2}:$$

$$a = 5.$$

3) F_k :

Если считать, что f не сильно изменяется с течением времени, то площадь

$$F_{k} = \frac{a}{H} \int_{0}^{t_{k}} f dt \cong \frac{a}{H} t_{k}.$$

 $F_{k} = 0,18.$

Поэтому

4) Из условий

$$\left. \frac{V_r}{V_{\varphi}} \right|_{\zeta=0, \ t=t_k} = 1,50 \cdot 10^{-1}$$

получим

 $f = \frac{1}{2} \int dr^2$

$$f_{k} = 1,23.$$

Точнее будет считать, что

$$F_k = \frac{a}{H} t_k \frac{f_0 + f_k}{2} = 0,180 \cdot 1,12 = 0,202.$$

5) Положив, что w обращается в нуль на высоте 4 км, получим 6) $\zeta = 0, t = t_k, r = r_k$: $\alpha = 1,5.$

$$-\frac{a}{4H}\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=t_{k}} = -\frac{RT_{0}}{r^{2}}\ln\frac{p_{2}}{P_{0}} - \frac{1}{2}\omega^{2} + \frac{\omega^{2} + \frac{a^{2}}{4H^{2}}}{2}e^{-2F} + \frac{\pi}{3\rho_{0}}e^{-1.5F} - \frac{a^{2}}{8H^{2}}f_{k}^{2}.$$

11

3.7 A1

 $M_{\rm eff}(h)$

antin di juliato Pentra di sumo

Отсюда

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=t_k} = 0,687 \cdot 10^{-3}.$$

7) β:

$$\beta = \frac{T_0 - T_H}{H} = 10^{-4}$$

Распределение давления по высоте рассчитывается по формулам: 1) в момент t = 0при r = 0:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R\beta}{g}} = 1 - \frac{\beta}{T_0} z,$$

при $r = r_k$:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{\beta}} = 1 - \frac{\beta}{T_0}z + \frac{\beta}{gT_0}\int q\,dz = 1 - \frac{\beta}{T_0}z + 0,00038;$$

2) в момент $t = t_k$ при r = 0:

DR

DQ

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa_p}{g}} = \left(\frac{P_0}{p_0}\right)^{\frac{\kappa_p}{g}} - \frac{\beta}{T_0}z = 0,99848 - \frac{\beta}{T_0}z,$$

при $r = r_k$:

$$\frac{p}{p_0} \int_{\overline{g}}^{\overline{g}} = 0,9985 - \frac{\beta}{T_0} z + 1,365 \cdot 10^5 \left[1,39 \cdot 10^{-9} \cdot \zeta^4 \left(\frac{1 - 1,55 \, \zeta}{\zeta} e^F + 1,5 \right)^4 + 2,17 \cdot 10^{-9} \zeta^4 \left(\frac{1 - 1,53 \, \zeta}{\zeta} e^F + 1,5 \right)^3 - 2 \cdot 10^{-9} + 1,44 \cdot 10^{-9} \left(1 - 3 \, \zeta \right) \right].$$

Отклонение температуры от начальных значений, которые принимаются за невозмущенные, к моменту t_k на расстоянии r_k от центра дается формулой:

$$\begin{split} \vartheta &= 4 \cdot 10^7 \left\{ -1,72 \cdot 10^{-8} \zeta \left(1 - 1,5\zeta\right) \ln \left[2 \cdot 10^7 \left(1 + \sqrt{1 - 6\zeta \left(1 - 1,5\zeta\right)}\right) \right] - \\ &- 0,42 \cdot 10^{-7} + 1,41 \cdot 10^{-7} \left[\zeta^3 e^{-1,\xi F} \left(\frac{1 - 1,5\zeta}{\zeta} e^F + 1,5 \right)^2 - 1 \right] + \\ &+ 0,56 \cdot 10^{-8} \left[\zeta^3 \left(\frac{1 - 1,5\zeta}{\zeta} e^F + 1,5 \right)^2 \left(\frac{1 - 1,5\zeta}{\zeta} e^F - 1,5 \right) e^{-1,5F} - \\ &- (1 - 3\zeta) \right] \ln \left[r \left(1 + \sqrt{1 - 6\zeta \left(1 - 1,5\zeta\right)} \right) \right] \right\}. \end{split}$$

Входящее сюда

$$\frac{1}{f}\frac{d^2f}{dt^2} - \left(\frac{d^2f}{dt^2}\right)_{t=0} = 1,7 \cdot 10^{-7}$$

определяется из условия: $\zeta \cong 0$, $r = r_k$, $t = t_k$; $\vartheta = -0,5^\circ$.

Результаты вычислений можно свести в табл. 1. В ней $\Delta_{r,p}$ означает изменчивость давления во времени на различных уровнях, $\Delta_{r,p}$ — горизонтальную разность давлений на расстоянии r_k на различных уровнях, в начальный и конечный моменты времени.

Сравним эти результаты с экспериментальными данными.

Температура -

Данные П. Н. Тверского [9]. Выбраны результаты зондирований в дни ясно выраженных циклонов и антициклонов; первых оказалось 46 случаев, вторых — 39. Взяты наблюдения с декабря 1903 г. по декабрь 1915 г.

Результаты обработки выбранного материала представлены на рис. 1. Пунктирные кривые дают распределение температуры в циклонах, сплошные — в антициклонах и прерывистые — среднее распределение температуры для четырех сезонов и среднее за год. Близ земной поверхности в циклонах температура выше, чем в антициклонах, но, начиная с высоты 1000 м до 8000 м, наоборот, в циклоне температура ниже, чем в антициклоне; выше же 8500 м температура выше в циклоне. Разность между температурой в циклоне и антициклоне на одной и той же высоте в слое 1000 – 8000 м имеет наибольшее значение, равное 3,2° на высоте 3500 м, причем ход ее следующий: с высоты 1000 м она увеличивается до 2500 м, затем остается почти одинаковой на всех высотах до 7000 м, колеблясь около 3,0°,

2 Труды ГГО, вып. 28 (90)

БИБЛИОТЕКА ЛЕНИНГРАДСКОГО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

далее она убывает резко до высоты 8500 м, где меняет свой знак и далее знанительно увеличивается, достигая значения 6,0°. Ход кривых в нижнем километре объясняется влиянием приземных условий.

Таблица 1

				<i>r</i> = 0			$r = r_k \propto 1$	41-31-4-13 	194 (m)
z ,	км	t	$\Delta_t p$		$\Delta_{p} p$	$\Delta_t p$		θ ₍₊₎	[₿] (−)
				ų r		1.1	1057 - 1 M.		
	0	$\frac{0}{t_k}$	5,00	966,00 961,00	$\frac{+1,35}{+1,35}$	5,00	<u>967.35</u> 962,35	<u> </u>	0 -0,40
	1	$\frac{1}{t_{h}}$	- 4,64	860,56 855,92	+1,16 +1,88	-3,92	861,72 857,80	0 3,38	$\frac{0}{-0,48}$
	2	$\frac{0}{t_{\mu}}$		763,52 759,28	<u>+1,13</u> +1,14	-4,23	761,65 760,42	0 	<u>0</u> 0,64
50	85. 3	$\frac{0}{t_{\mu}}$	—3 , 56	674.44 670,88	+1,00 +0,18	4,38	675,44 671,06	0 	0 1,44
	4	$\frac{0}{t_k}$	- 3,56	593,04 589,48	$+0,85 \\ +0,03$	-4,38	593,89 589,51	<u>0</u> -2,40	0 —3,91
	.5	$\frac{0}{t_{k}}$		518,78 515,67	<u>+0.81</u> -0,47	-4,39	519,59 515,20	$-0,\overline{03}$	0 6,4
	6	$\frac{0}{t_{k}}$	—2,93	451,35 448,42	-+0,74 0,64	-4,31	452,09 447,78	$\frac{0}{+4,79}$	<u>0</u> -11,6
						i i i i i i			

Значения алгебраической изменчивости Данные А. Б. Калиновского. имеют противоположный знак в тропосфере и стратосфере (рис. 2). Изменение



знака происходит под тропопаузой на высоте 9,5 км. Максимум изменчивости наблюдается на высоте 6-8 км. После перемены знака наибольшая изменчивость другого знака оказывается на высоте 12 км, после чего следует ее уменьшение.

Данные Хьюсена [15]. Средние температурные кривые в циклоне и антициклоне над Англией имеют такой же характер, как и кривые П. Н. Тверского (рис. 3). То же подтверждает рис. 4.

Полученная теоретическая кривая температурных изменчивостей на различных уровнях, построенная на основании данных табл. 1, очень похожа на приведенные экспериментальные кривые. Знак изменчивости в свободиой атмосфере отрицателен. В средней тро-

посфере изменчивость варьирует очень мало. Изменение знака происходит под тропопаузой. Абсолютная величина изменчивости 3-4° близка к величинам, полученным по аэрологическим наблюдениям.

Теоретическая точка обращения знака ниже экспериментальных из-за более низкого положения тропопаузы, взятого в рассматриваемом примере.



 $I - \Delta H_{c} > 0$, $\Delta T_{c} < 0$ – алтебраическая изменчивость температуры, $2 - \Delta H_{c} < 0$, $\Delta T_{c} > 0$ – алтебраическая изменчивость давления.

Если бы в были рассчитаны с учетом отброшенного выше знака минус перед первым членом, то мы получили бы ход изменчивости с высотой, совершенно не



Рис. 3. Изменения давления (a) и температуры (б) на различных высотах и на тропопаузе при прохождении областей высокого и низкого давления.





А - антициклон, И - циклон.

1111

соответствующий действительности: отрицательные значения возрастали и на тропопаузе имели бы наибольшую величину (см. последний столбец табл. 1). На этом основании знак минус перед первым членом в формуле для 9 отброшен.

 2^*

Лавление

По данным А. Б. Калиновского изменчивость давления сначала растет с высотой, с уровня 8 км начинает убывать. Это убывание простирается до высоты 20 км, причем в циклоне изменчивости имеют отрицательный знак, а в антициклоне — положительный.

Изменчивость давления с высотой над Англией монотонно убывает: у земной поверхности — 10 мб; на высоте 8 км — 8 мб; 12 км — 4 мб; 16 км — 2 мб; 20 км — 2 мб. По Калиновскому ход изменчивости несколько другой, что, возможно, связано с различиями в значениях приземного давления.

По Хромову междусуточная изменчивость давления в циклонах с высотой также убывает: у земной поверхности — 5,1 мб, на высоте 8 км — 4,7 мб; на высоте 12 км — 3,5 мб.

По теоретическим данным изменчивость на всех высотах в циклоне имеет отрицательный знак. С высотой она монотонно убывает, что согласуется с аэрологическими данными. Абсолютные значения ее также близки к экспериментальным данным. При сравнении нужно учесть, что, например, приземная изменчивость у Хьюсена вдвое больше взятой для расчета. Поэтому это соотношение сохраняется и на всех остальных уровнях. Также нужно отметить, что с увеличением радиуса вычисленные изменчивости увеличиваются. Поэтому на больших расстояниях от центра они должны еще лучше совпадать с экспериментальными.

Интересно, что вертикальный ход изменчивости температуры и давления не зависит от промежутков времени, к которым они относятся (теоретические изменчивости вычислялись за 6 час., изменчивости по аэрологическим и другим наблюдениям берутся обычно за сутки).

Здесь, вероятно, существенно то обстоятельство, что изменения метеорологических элементов, связанные со сменой синоптической ситуации, как это показала Е. С. Селезнева, происходят в основном за небольшие промежутки времени, а затем они нарастают медленно. Следовательно, абсолютные величины изменчивостей можно сравнить по их приземным значениям независимо от величины промежутков времени, за которые они возникли.

Относительно других элементов нужно отметить следующее.

Порядок теоретической вертикальной скорости совпадает с наблюденным. Максимальное значение *w* для тропосферы 1 см/сек.

Радиальная составляющая скорости в нижнем слое направлена к центру. В верхней тропосфере она направлена от центра, причем абсолютная величина скорости вытекания больше, чем скорости втекания. Такой профиль V, обусловлен заданным профилем w, что следует из уравнения неразрывности. Оба профиля очень близко отражают действительные направления потоков в вихревом циклоне. Благодаря тому, что вытекающая масса воздуха больше втекающей, происходит углубление циклона.

Полученные данные позволяют сделать не только такие выводы, которые совпадают с наблюдениями, но в некоторой части дополняют и развивают ограниченные эмпирические даннные.

Например, к концу рассматриваемого промежутка времени, т. е. к концу стадии завихрения, в верхней тропосфере кривизна изобар становится антициклонической; составляющая V_{φ} меняет знак; горизонтальные течения в верхней тропосфере тоже принимают антициклонический характер.

Можно рассчитать также неизвестные еще отклонения составляющей ветра V_{φ} от градиентных значений, вызванные наличием вертикальной скорости w и нестационарностью процесса. В табл. 2 даны значения градиентного ветра V и составляющей V_{ω} .

Здесь с — величина вектора горизонтальной скорости:

$$c = \sqrt{V_{\varphi}^2 + V_r^2}.$$

Таблица 2

<i>z</i> , км	$V_{r t=0,}$ M/CeK.	$V_r t = t_k$	<i>w_{t=0,}</i> см/сек.	$w_{\mid t = t_k}$	$V_{\varphi} \mid t = 0$	$V_{\varphi_{\mid t}} = t_k$	$c_{\mid t=0}$	$c_{\mid t = t_k}$	V
1 2 3 4 5 6	$-0,417 \\ 0 \\ +0,417 \\ +0,834 \\ +1,251 \\ +1,668$	-0,514 0 +0,514 +1,025 +1,540 +2,060	0,624 0,834 0,624 0 	0,768 1,075 0,768 0 	9,74	11,54 9,94 8,24 6,64 4,82 3,54	9,76 9,74 9,76 9,79 9,83 9,88	11,60 9,94 8,30 6,72 5,05 4,08	9,74

Из таблицы видно, что по мере развития нестационарного циклона действительный ветер все больше и больше отличается от градиентного. В начале процесса это различие составляет несколько сантиметров в секунду, через несколько часов несколько метров в секунду. Скорость градиентного ветра на всех высотах одинакова, так как вычислена при предположении, что функция q от высоты не зависит. В начальный момент действительный ветер больше градиентного и с высотой увеличивается; к концу срока действительный ветер больше градиентного в нижних слоях и меньше — в верхних слоях.

Смещение тропопаузы $\Delta H = 0,54$ км. Если взять значение α или, что то же самое, w в 2—3 раза больше, то смещение составит 1,0—1,5 км, что близко к действительным значениям. Из этого можно заключить, что тропопауза опускается при больших значениях вертикальной скорости, чем взятые при расчетах. Верти-кальные скорости порядка 5—10 см сек. вполне реальны для циклона.

Из рис. 1, 2, 3 видно, что как циклонические, так и антициклонические возмущения распространяются из тропосферы на всю нижнюю стратосферу. Из хода температурных кривых и кривых давления видно, что возмущение в нижней стратосфере имеет такую же природу, как и в тропосфере; монотонное убывание давления, имеет место и в стратосфере, температурные кривые в тропосфере и стратосфере имеют одинаковый характер: на нижней и верхней границах слоя изменчивость температуры имеет наименьшие значения, внутри слоя монотонное увеличение абсолютных величин изменчивости сменяется таким же убыванием их.

Но из того обстоятельства, что температурные изменчивости ниже и выше тропопаузы противоположны по знаку, можно заключить, что и динамические возмущения в тропосфере и нижней стратосфере имеют различные знаки.

Какие выводы отсюда можно сделать?

Для тропосферы мы получили вполне удовлетворительное согласие между теоретическими расчетами и наблюдениями, несмотря на то, что сделанные начальные предположения (относительно кривизны изобар, независимости от времени высоты тропопаузы и плотности воздуха и от радиуса вертикальной скорости) далеки от совершенства. Это можно объяснить только таким образом: указанные обстоятельства оказывают второстепенное влияние на состояние воздуха в вихревом циклоне, главное значение имеет вертикальная скорость, точнее — ее распределение по высоте. Только благодаря удачно заданному профилю вертикальной скорости получилось токое совпадение расчетных и эксперименгальных данных. Следовательно, есть основания считать, что в действительности вертикальные движения играют главную роль в развитии вихревого возмущения и в изменении состояния воздуха в нем, перекрывая влияние всех остальных факторов, и что профиль вертикальных скоростей в вихревом циклоне вполне удовлетворительно передает заданный профиль.

Из всего изложенного выше можно заключить, что нижняя стратосфера над циклоном охвачена вихревым возмущением, в последнем имеют место вертикальные движения воздуха, которые простираются от тропопаузы до максимальной высоты наблюдений 20 км, но направлены не вверх, как в тропосфере, а вниз.

Поэтому, для возмущений в нижней стратосфере можно провести расчеты по формулам предложенной схемы выхревого возмущения точно такие же, как и для тропосферных возмущений.

Профиль вертикальной скорости может быть представлен так же, как и для тропосферы; но знак ее должен быть отрицательным:

$$w = -a\zeta(1-\alpha\zeta)f(t).$$

На высоте 18—20 км находится вторая инверсия температуры, так называемая инверсия Жомотта. Предположим, что этим уровнем ограничено возмущение в нижней стратосфере, точно так же, как тропосферное возмущение ограничено уровнем тропопаузы.

Здесь нужно отметить, что поскольку на тропопаузе уже была задана отрицательная вертикальная скорость, то тем самым задается и опускание нижних слоев нижней стратосферы, непосредственно прилегающих к тропопаузе. Но задать во всей нижней стратосфере вертикальную скорость можно только на основании указанных экспериментальных фактов.

Знак вертикальной скорости вообще не свазан с направлением горизонтального барического градиента в начальный момент $\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{t=0}$: первоначальное циклоническое возмущение может перерасти в антициклоническое и, наоборот, циклоническое возмущение может со временем усиливаться (антициклоническое также) — в зависимости от направления вертикальных течений.

В процессах, происходящих в тропосфере, первая возможность, как правило, не осуществляется. Но из-за отсутствия соответствующих данных для стратосферы следует предположить, для общности рассуждений, что при нисходящем движении воздуха в стратосфере начальная кривизна изобар может быть как антициклонической, так и циклонической, и соответственно вращение ветра вдоль них в начальный момент может быть и антициклоническим и циклоническим.

Выяснить, какая из схем соответствует действительности, можно так: задавая различные знаки $\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{t=0}$, сравнить результаты, полученные при том и другом знаке, с экспериментальными данными.

Пусть рассматриваемый слой простирается от уровня 6 км до уровня 19 км — на этот уровень приходятся максимальные значения температуры в инверсии Жомотта.

Считаем, что *H* не зависит от времени на том же основании, что и для тропо-сферы.

Пусть у нижней границы инверсии на высоте 18 км вертикальная скорость обращается в нуль. Следовательно, H = 13 км, $\alpha = \frac{13}{12}$.

Движение тропопаузы, как и в первом слое, не учитывается: вертикальная скорость на ней равна нулю.

Итак, на тропопаузе ($\zeta = 0$) заданы следующие условия:

t = 0. $r = 0; \quad p_0 = 451,35 \text{ mG}; \quad \vartheta = 0.$ $r = r_k; \quad p_1 = 452,09 \text{ mG}; \quad \vartheta = 0; \quad V_r = 1,67 \text{ m/cek.}$ $t = t_k.$ $r = 0; \quad P_0 = 443,42; \quad \vartheta = 0.$ $r = r_k; \quad p_2 = 447,78; \quad \vartheta = +4,79^\circ; \quad V_r = 2,05 \text{ m/cek.}$

 $T_0' = 240^\circ$. Температура с высотой не изменяется: $\beta = 0$; $r_k = 200$ км; $t_k = 6$ час.; $\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=0} = 0$.

Определяем параметры:

1) $\zeta = 0, t = 0, r = r_k$: $RT_0 \ln \frac{p_1}{p_0} = \frac{x}{3\rho_0} r_k^3$. Отсюда

$$x = 0,205 \cdot 10^{-18}$$
 при $\rho_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$.

2) Из условия

$$V_{r, \zeta=0, t=0} = 1,67 \text{ м/сек.};$$

 $a = 21.7.$

3) Из условия

$$V_{r_{|} z=0, t=t_{k}} = 2,05 \text{ м/сек}$$
:
 $f_{k} = 1,23.$

4) $\zeta = 0, t = t_k, r = r_k$:

$$-\frac{a}{4H}\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=t_{k}} = -\frac{RT_{0}}{r^{2}}\ln\frac{p_{0}}{P_{0}} - \frac{1}{2}\omega^{2} + \frac{\omega^{2} + \frac{a^{2}}{4H^{2}}}{2}e^{-2F} + \frac{\alpha r}{3\rho_{0}}e^{-1.5F} - \frac{a^{2}}{8H^{2}}f^{2}k.$$

Отсюда видно, что

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=t_k} < 0.$$

Поэтому площадь $\int_{0}^{t_{k}} f dt = t_{k} f_{k}$. 5) $F_{k} = -\frac{a}{H} t_{k} f_{k} = -0,442.$

Тогда

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{t=t_k} = -2,38 \cdot 10^{-3} \cdot$$

Предположим, что в начальный момент времени имеется антициклоническая кривизна изобар выше уровня тропопаузы: $q = -\frac{\kappa}{\rho_0} r^2 \psi(\zeta)$.

При

$$\zeta = 0 : \psi(0) = 1,$$

 $\zeta > 0 : \psi(\zeta) < 1.$

Расчеты для $\zeta > 0$ производим по уравнениям антициклонической схемы. Распределение давления по высоте рассчитывается по формулам:

1) в момент t = 0: при r = 0

$$6,9\cdot 10^8 \ln \frac{p}{p_0} = -gz;$$

при $r = r_k$

$$5,9 \cdot 10^8 \ln \frac{p}{p_0} = -gz + 1,09 \cdot 10^6 \psi(\zeta);$$

2) в момент $t = t_k$: при r = 0

6,9
$$10^8 \ln \frac{p}{P_0} = -gz;$$

при $r = r_k$

$$6.9 \cdot 10^8 \ln \frac{p}{F_0} = -gz + 4 \cdot 10^{14} \left[-4.79 \cdot 10^{-9} \cdot \zeta^4 \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta} e^F + \alpha \right)^4 + 5.18 \cdot 10^{-9} \zeta^3 \left(\frac{1-\alpha\zeta}{\zeta} e^F + \alpha \right)^3 \varphi(\zeta) + 2.052 \cdot 10^{-9} - 10^{-8} \left(1 - 2\alpha\zeta \right) \right].$$

Отклонение температуры от начальных значений к моменту t_k на расстоянии r_k от центра:

$$\vartheta = 4 \cdot 10^7 \{ 0.9 \cdot 10^{-7} \zeta (1 - \alpha \zeta) \ln [2 \cdot 10^7 \cdot (1 + \sqrt{1 - 4\alpha (1 - \alpha \zeta)})] + 1.395 \cdot 10^{-7} \}.$$

Входящее сюда $\left[\frac{1}{f}\frac{d^2f}{dt^2} - \left(\frac{d^2f}{dt^2}\right)_{t=0}\right] = 5,6 \cdot 10^{-7}$ определяется из граничного условия для температуры на тропопаузе.

При вычислениях принято, что $\psi(\zeta) = -0,1$ для всех высот $0 < \zeta \leqslant 1$. Результаты вычисления даны в табл. 3.

Таблица З

	1	t = 0	$t = t_{\mu}$
$w_{\text{макс}} = -5$ см/сек.	$\zeta = 0$	V,:1,67 м/сек.;	2,05 м/сек.;
Multo		V _{\u03c9} :9,84 м/сек.;	—1,71 м/сек.
		· · · · ·	

· ·			r=0	·····	r	$= r_k$		
<i>z</i> , км	t	$\Delta_t p$		$\Delta_r p$	$\Delta_t p$		∂a	ϑ _щ
6	$\frac{0}{t_k}$	- 2,93	451,35 448,42	<u>-+-0,74</u> 0,64	4,31	452,09	0 • 4,79	0 4,79
7	$\frac{0}{t_k}$	2,86	$\frac{391.77}{388,91}$	<u>-0,31</u> -1,57	-4,12	<u>391,46</u> 387,34	0 8,40	$\frac{0}{-1,20}$
9	$\frac{0}{t_k}$	2,05	294,73 292,68	<u>0,13</u> 0,56	2,62	<u> 294.60</u> 291,92	0 13,5	0 +4,00
12,5	$\frac{0}{t_k}$	-1,25	179,18 177,93	0,08	-1,17	179,10 177,93	<u>0</u> 14,3	0 +6,40
16	$\frac{0}{t_k}$	0,700	<u>108,48</u> 107,78	-0,015 + 0,260	-0,425	$\frac{108,465}{108,040}$	$\frac{0}{11,4}$	$\frac{0}{+1,78}$
18	$\frac{0}{t_k}$	0,532	<u>81,958</u> 81,426	-0,014 + 0,321	-0,197	<u>81,944</u> 81,747	0 4,79	0 4,79
19	$\frac{0}{t_k}$	-0,499	71,092 70,593	<u>-0,009</u> -+0,402	—0,078	71,083 71,005	<u> </u>	0

Полученные отклонения температуры ϑ сначала растут с высотой, достигая значений, в 2—3 раза больших максимальных температур в тропосфере, на уровне 12,5 км, затем убывают. Значения отклонений в верхней половине слоя меньше, чем в его нижней половине. Отклонения на всех высотах имеют положительный знак.

По всем известным экспериментальным данным отклонения температуры от средних значений над циклоном в нижней стратосфере на всех высотах положительны.

 $\mathbf{24}$

Изменение полученных отклонений температуры с высотой хорошо совпадает с ходом температурной кривой Калиновского: в нижней половине слоя отклонения значительно больше, чем в верхней половине. По порядку рассчитанные отклонения также близки к экспериментальным.

Многие авторы отмечают, что колебания температуры в нижней стратосфере над циклоном значительно больше, чем у земной поверхности. Очевидно, это является характерной особенностью вихревых циклонов. Расчеты также дают эту особенность.

Если принять, что в начальный момент t = 0 кривизна изобар была циклонической и что $\psi(\zeta) = +0,1$, то получим значения ϑ , приведенные в последнем столбце табл. 3. Отклонения с высотой изменяются так: сначала они становятся отрицательными, потом положительными, загем опять отрицательными; величина их в последнем случае растет с высотой.

Такой ход отклонений ϑ с высотой никакими экспериментальными данными не подтверждается. Следовательно, он не соответствует действительности.

Поэтому нужно предположить, что в нижней стратосфере над тропосферным циклоном с самого начала возникает возмущение антициклонического типа, которое усиливается по мере углубления тропосферного циклона.

Полученный ход изменчивостей давления также согласуется с наблюдениями. Изменчивость давления с высотой монотонно уменьшается. Порядок ее получился вполне удовлетворительный: на всех высотах величина ее приблизительно вдвое меньше величин, приведенных на рис. 3, так как там на тропопаузе она вдвое больше, чем в рассматриваемом примере.

Такое совпадение расчетных и экспериментальных данных нельзя считать случайным. Расчеты производились не для конкретного единичного циклона, а для среднего циклона, с типичными характеристиками. Результаты сопоставлялись также со средними статистическими данными наблюдений.

А поскольку это так, то следует заключить, что построенная модель нестационарного циклона (антициклона) удовлетворительна и в достаточной мере отражает действительные процессы в атмосфере.

Поэтому нужно считать, что вертикальные движения и непосредственно связанные с ними радиальные движения имеют для вихревого циклона доминирующее значение, определяющее развитие всего процесса. Над тропосферным вихревым возмущением развивается вихревое возмущение противоположного знака в нижней стратосфере и вертикальные движения в тропосфере и нижней стратосфере имеют противоположные направления, причем вся нижняя стратосфера, как и вся тропосфера, охвачена вертикальным движением воздуха.

Передача энергии возмущения вверх происходит путем нарушения, в результате динамичнских процессов в тропосфере, барического и термического полей на более высоких уровнях, благодаря чему там возникают горизонтальные, а следовательно и вертикальные течения.

Экспериментальные данные, подобные рассмотренным, для слоев выше уровня 20 км отсутствуют. Из этого, конечно, нельзя заключить, что на этих высотах не могут существовать возмущения, вызванные, как и в нижней стратосфере, действием тропосферных процессов.

Из убывания с высотой изменчивости температуры и давления в нижней стратосфере также не следует, что динамические возмущения с высотой должны затухать и не передаваться выше. В верхней тропосфере изменчивость температуры тоже убывает с высотой и проходит через нулевую точку и, несмотря на это, в нижней стратосфере опять возникают изменчивости температуры, по абсолютной величине даже превосходящие тропосферные. Что касается изменчивости давления, то относительная величина ее из-за убывания давления с высотой убывает медленнее, чем абсолютная. Для развития возмущений очень важен горизонтальный барический градиент, но он также может проходить через нулевую точку, как например, в нижней стратосфере, непосредственно над тропопаузой, а потом опять достигает значительной величины. Есть основания считать, что действие тропосферных динамических возмущений распространяется выше уровня 20 км.

Имеется много фактов, указывающих на связь между различными явлениями в верхних слоях атмосферы и тропосферными циклонами и антициклонами. Основными из них можно считать следующие:

1. Инверсия в слое от 16 до 20 км, установленная Жомоттом, над антициклонами тропического и субтропического происхождения находится на меньших высотах, над полярным воздухом — на больших.

2. Количество озона значительно выше средних значений над циклоном и ниже над антициклоном.

3. Перламутровые облака, наблюдающиеся в слое от 22 до 27 км, чаще всего сопровождают сильные циклоны. Штермер считает, что эти облака могут быть характерной деталью стратосферы над циклоном, но обычно они невидимы из-за сильной облачности в тропосфере, сопровождающей циклоны [20].

4. Из ночных наблюдений над силой радиоприема можно заключить, что над циклоном ионная концентрация слоя *L* значительно увеличена, а над антициклоном уменьшена [14].

5. Концентрация ионов в слое F для "фронтальных дней", т. е. дней с циклоническим типом погоды, меньше, чем в обычные дни.

6. Наконец, так называемый "континентальный" эффект: концентрация ионов в слое *F* над Сибирью (Томск) в зимнее время, когда там располагается стационарный антициклон, выше, чем над Европейской частью Союза (Москва) [6].

Перечисленные явления заставляют предполагать, что многие процессы в верхней атмосфере развиваются одновременно с циклонической и антициклонической деятельностью в тропосфере. Трудно представить себе, чтобы все эти явления не были связаны между собой непосредственно, чтобы существовали какие-то различные причины, которые должны воздействовать на все слои одновременно и вызывать в них не зависящие друг от друга изменения, соответствующие отмеченным. Естественно думать, что между различными слоями атмосферы имеется тесная термическая и динамическая связь, посредством которой возмущение в некотором слое атмосферы оказывает влияние на состояние других слоев, вызывая в них также возмущения.

Все перечисленные явления оказываются легко объяснимыми, если предположить, что в верхних слоях — средней и верхней стратосфере и ионосфере — существуют динамические возмущения, которые имеют такой же характер и так же попеременно чередуются по знаку, как и в двух первых слоях — тропосфере и нижней стратосфере.

Такое предположение представляется возможным не только потому, что оно объясняет разнообразные данные наблюдений, но еще и потому, что в верхних слоях имеются условия, необходимые для возникновения таких возмущений — слои инверсии температуры, подобные тропопаузе и инверсии Жомотта. Среднюю стратосферу от верхней стратосферы отделяет слой мощной температурной инверсии, причем максимальная температура приходится в этом слое на уровень 50-55 км. В слое E, с которого начинается ионосфера, на высотах 80-100 км, также имеется температурная инверсия. Есть некоторые основания считать, что затем температура с высотой убывает, достигая минимальных значений на высоте 200 км, но в слое F — верхней границе ионосферы — она опять начинает возрастать [19].

Увеличение температуры воздуха в средней стратосфере связано с радиационными процессами — с угеличением поглощательной способности воздуха в слое озона.

Увеличение температуры воздуха в ионосферных слоях связано, с одной стороны, также с увеличением поглощательной способности воздуха по отношению к ультрафиолетовой радиации солнца, а с другой стороны, с непосредственным возрастанием кинетической энергии молекул воздуха при столкновении с корпускулярными частицами, излучаемыми солнцем. Поскольку вихревые возмущения, противоположные по знаку, возникли в двух первых слоях отделенных друг от друга инверсиями, то спрашивается, почему они не должны возникать и в вышележащих слоях, отделенных также инверсиями от нижней стратосферы и друг от друга?

Итак, мы предполагаем, что циклон в тропосфере, развиваясь и поднимаясь до уровня тропопаузы, воздействует не только на всю нижнюю стратосферу, вызывая там антициклоническое возмущение, но также и на более высокие слои, вызывая в средней стратосфере циклоническое возмущение, в субтропосфере антициклоническое возмущение и в ионосфере опять циклоническое возмущение. Для тропосферного антициклона знаки возмущений в различных слоях изменяются на обратные.

В областях с циклоническими возмущениями должны быть источники энергии неустойчивости для того, чтобы в них могли развиваться восходящие движения воздуха. В средней стратосфере источником энергии неустойчивости может быть космическая пыль [8], а в ионосфере — корпускулярное и ультрафиолетовое излучение солнца.

Покажем, как с помощью этой предполагаемой схемы возмущений можно объяснить указанные выше явления. Рассмотрим, например, случай циклона в тропосфере.

Инверсия на высоте 20 км, согласно схеме, должна смещаться вверх и, действительно, она поднимается в циклонических условиях при проникновении в данную область в тропосфере полярного воздуха.

Горизонтальные течения ниже и выше этой инверсии, направленные внутрь области гозмущения, должны приносить воздух, богатый озоном. Следствием этого должно быть увеличение содержания озона над циклоном.

Вертикальные течения, направленные вверх в слое 20—30 км, должны облегчать конденсацию или сублимацию малых количеств водяного пара, что и приводит к образованию в этом слое перламутровых облаков. При таком объяснении становится ясным и то обстоятельство, почему перламутровые облака сопровождают только очень сильные, т. е. распространяющиеся далеко вверх, циклоны.

Горизонтальные течения, направленные внутрь возмущенной области на высоте слоя E, должны приводить к увеличению плотности воздуха, а следовательно, и к концентрации ионов в этом слое над циклоном. Обратное должно иметь место над антициклоном. Очень важно то обстоятельство, что увеличение концентрации ионов в слое E над циклонической областью, отмеченное ночью, может быть вызвано только динамическими причинами. Обычные физико-химические процессы при отсутствии солнечного света могут приводить лишь к уменьшению количества ионов.

Горизонтальные течения, направленные из области возмущения наружу, на высоте слоя *F* должны выносить из этой области воздух, богатый ионами. Поэтому во "фронтальные" дни концентрация ионов в слое *F* уменьшается.

Противоположный процесс над антициклоном дает "континентальный" эффект. Таким образом, изменения в состоянии верхних слоев, наблюдаемые при циклонической или антициклонической погоде, получают простое объяснение. А то обстоятельство, что все перечисленные явления укладываются в одну схему, также может служить аргументом в пользу ее возможности.

Если все эти соображения верны, то следует ожидать, что эффект, подобный континентальному, но с противоположным знаком, должен наблюдаться и над устойчивыми областями низкого давления, например, над Исландией или над северо-восточной частью Атлантического океана. Также можно ожидать, что он должен быть и большим по величине, так как циклонические возмущения вообще интенсивнее антициклонических.

Можно ожидать, что уровень максимальных температур озонного слоя над циклоном опускается ниже, а в слое F поднимается выше своего нормального положения.

Но в те сезоны, когда инверсия Жомотта отсутствует (осень), антициклоническая система течений будет охватывать слои между высотами 10 и 50 км, и уровень максимальных температур в озонном слое будет выше нормального. Такая же система течений будет при этом и в ионосфере.

В защиту возможности существования в разных слоях атмосферы предлагаемой системы возмущений можно привести еще некоторые факты, установленные путем наблюдений.

По некоторым данным [18] колебания температуры в нижней стратосфере над циклоном вдвое больше, чем у земной поверхности, причем в стратосфере отклонения от средних значений положительны. Так как в стратосфере быстрые изменения температуры (в течение нескольких часов) возможны только по динамическим, а не по радиационным причинам, то, следовательно, в стратосфере существуют вертикальные движения, причем над циклоном они направлены вниз, а величина колебаний температуры характеризует интенсивность этих движений.

Следует отметить, что Э. Пальмен [7] на основании обработки аэрологических материалов уже в 1933 г пришел к выводу о том, что над циклоном в нижней стратосфере должен существовать поток воздуха, направленный вниз; правда, никакой количественной теории этих явлений не было дано.

В проблеме связи озона и тропосферы первичным звеном должна быть тропосфера. С помощью озона как первопричины можно качественно объяснить наблюдаемую тесную корреляцию между концентрацией озона и потенциальной температурой в нижней стратосфере на уровне 18 км. Но при количественных оценках возникают непреодолимые противоречия: повышенные значения озона должны сохраняться в течение 16 дней, чтобы излучение озона вызвало нужное изменение температуры в данной массе воздуха. Следовательно, процессы в тропосфере должны вызывать изменение содержания озона над циклонами и антициклонами, а также вызывать динамические колебания температуры в нижней стратосфере. а из того, что давление у земной поверхности теснее коррелирует с плотностью воздуха в стратосфере, чем с озоном, можно заключить, что тропосферные пронессы воздействуют непосредственно на плотность воздуха в стратосфере, а влияние на озон является вторичным, осуществляемым через это промежуточное звено. В полном соответствии с этим опытным фактом в предлагаемой схеме динамическое воздействие сказывается непосредственно на плотности воздуха в нижней стратосфере, а изменение количества озона является вторичным эффектом.

Изменения концентрации озона слегка сдвинуты во времени назад по отношению к изменениям давления у земной поверхности [16]. Так и должно быть, если считать, что возмущение распространяется снизу вверх, из тропосферы, а не в обратном направлении.

Итак, можно предположить, что тропосферный циклон (антициклон) вызывает в верхних слоях антициклонические и циклонические системы течений, последовательно расположенные друг над другом, разделенные слоями с инверсионным профилем температуры. Последние разделяют атмосферу на физически самостоятельные области, так как через эти слои вертикальная конвекция воздушных масс затруднена, но горизонтальные движения передаваться могут.

Так как горизонтальные течения воздуха обычно преобладают и так как под влиянием общей циркуляции воздушные массы в различных слоях текут в различных направлениях и с различной скоростью, то действительно распределение движений в динамических возмущениях будет значительно более сложным, чем рассмотренное в схеме нестационарного циклона. Нужно ожидать, что возмущения в различных слоях не будут располагаться непосредственно друг над другом.

Далее следует предположить, что передача возмущения происходит не только снизу вверх, но и в обратном направлении.

Если в каком-нибудь слое атмосферы, например, в ионосфере, возникнут восходящие течения, то они должны быть дополнены дивергенцией воздушных масс в верхней половине этого слоя и конвергенцией в нижней (что видно из уравнения неразрывности). Последняя, в свою очередь, вызовет конвергенцию ниже слоя E — в верхней половине субтропосферы. Поэтому циклоническое возмущение, передающееся из тропосферы вверх, может соединяться с этой само-

стоятельно создавшейся циклонической циркуляцией в верхних слоях. Это произойдет только в том случае, если энергия основного возмущения настолько велика, что оно, распространяясь вверх, достигает области, где развиваются самостоятельные возмущения.

Если в тропосфере имеется циклоническое возмущение, то оно будет углубляться. Но тропосферный антициклон будет ослаблен.

На возможность углубления циклонов под влиянием действующих сверху внешних причин указывают следующие факты.

Статистическим путем установлено, что с увеличением индекса рекуррентности солнечных пятен [3] число глубоких циклонов растет, а число высоких антициклонов уменьшается. Очевидно, рекуррентные, долго сохраняющиеся пятна оказывают какое-то особое влияние на земную атмосферу, в первую очередь на ионосферу, что заставляет предположить, что их действие несколько отлично от действия обычных солнечных пятен.

Если предположить, что излучение рекуррентных пятен оказывает электромагнитное или тепловое влияние на ионосферу, то в последней должны возникнуть восходящие течения, и приведенные выше соображения о связи между динамическими возмущениями в верхних слоях и основными возмущениями, распространяющимися из тропосферы, легко объясняют зависимость между интенсивностью циклонов и антициклонов и рекуррентными пятнами.

На то, что солнечное излучение даже в обычные дни, не отличающиеся особой активностью, вызывает в ионосфере восходящие течения, указывает связь между солнечно-суточными вариациями геомагнитного поля и движением воздушных масс, обнаруженным по перемещению метеорных слоев на высотах 80-110 км. И. С. Астапович [2], наблюдая метеорные следы в Ашхабаде и Сталинабаде в августе 1944 г., пришел к выводу, что вектордиаграммы, построенные на основании наблюдений над дрейфом метеорных следов, обнаруживают чрезвычайное сходство с известными вектордиаграммами горизонтальной проекции хода солнечносуточной вариации внешней части геомагнитного поля для умеренных широт северного полушария. Это можно объяснить, только предположив, что воздушные массы в ионосфере устремляются к той точке, в зените которой находится солнце. Они как бы стремятся занять место нагретых масс, поднявшихся вверх. Поэтому происходит реальный перенос отрицательных зарядов, вызывающий изменение в геомагнитном поле. Очевидно, под действием рекуррентных пятен, которые должны быть более мощными, чем обычные, движение воздушных масс в ионосферестановится значительно более интенсивным, и в этом может быть причина того, что подобные возмущения оказываются существенными для углубления тропосферных циклонов.

Влияние солнечной активности на циклоническую и антициклоническую циркуляцию в тропосфере должно отчетливее и ярче проявляться для высоких широт. Там циклоны бывают преимущественно уже в вихревой стадии развития; в полярных областях происходит фокусирование корпускулярных потоков.

Условия, наиболее благоприятные для связи между солнечной активностью и тропосферой, должны быть в теплую половину года.

Все эти положения подтверждаются. Л. А. Вительс [3] показал, что за последние годы наиболее существенный рост интенсивности циклонов произошел в высоких широтах, а также в Атлантике. Интенсивность антициклонов резко снизилась. летом в районах Исландии и Таймыра.

В схему влияния извне, распространяющегося сверху, укладывается и такой характерный факт: изменения ионизации в слое *E* слегка сдвинуты во времени вперед по сравнению с изменениями давления у земной поверхности. Это обстоятельство считается удивительным, особенно, если иметь в виду, что для подобных изменений в слое озона имеется обратная последовательность. Но оно становится понятным, если предположить, что в ионосфере могут возникать самостоятельные динамические возмущения, которые соединяются с тропосферными, вызывая в последних изменения давления.

Все это относится к аномальным циклонам солнечной активности, характеризующимся противоположным ходом относительных чисел и индекса рекуррентности (текущей цикл является аномальным).

Иное будет для нормальных циклонов, имеющих параллельный ход относительных чисел и индекса рекуррентности. Известно, что для них изменение интенсивности циклонов и антициклонов имеет одинаковый знак. Таким образом, если циклоническая деятельность зависит главным образом от индекса рекуррентности, то антициклоническая должна зависеть как от индекса рекуррентности, так и от числа пятен. Эта закономерность тоже хорошо подтверждается статистическими данными.

Индекс рекуррентности характеризует суммарное действие ультрафиолетового и корпускулярного излучений на атмосферную циркуляцию. Но магнитные бури свидетельствуют об очень сильных вспышках только корпускулярной радиации. Поэтому интенсивность магнитных бурь должна быть связана с интенсивностью циклонов и антициклонов в тропосфере так же, как и индекс рекуррентности. Следует ожидать, что магнитные бури свидетельствуют не только о корпускулярных потоках, но и о восходящих течениях в верхних слоях, которые могут оказывать влияние на состояние нижележащих слоев, согласно предлагаемой схеме. Действительно, в верхних широтах интенсивность циклонической циркуляции во время очень сильных магнитных бурь растет, а антициклонической — падает [3]. Во время магнитных бурь над Сибирью обнаруживается явное ослабление антициклонической циркуляции. Следовательно, во время магнитных бурь у земной поверхности должна понижаться температура воздуха как при циклоническом, так

и при антициклоническом типах погоды. И действительно, статистическая обработка наблюдений показывает, что во время магнитных бурь температура у земной поверхности уменьшается [13].

Все предположения и гипотезы, которые делались до сих пор относительно взаимодействия между различными слоями, являются неполными, отрывочными и противоречивыми. Следует также отметить, что вообще их очень немного.

Высказывалось, например, мнение, что существует циркуляция в верхней атмосфере, которая каким-то образом соединена с циркуляцией у земной поверхности, причем связующим звеном предполагался слой озона. Конкретного об этой связи ничего не говорилось.

Предполагалось дальше, что составная часть воздуха, количество которой меняется изо дня в день в слое F, есть водяной пар, вариации которого, связанные с условиями у земной поверхности, могут иметь влияние на состояние ионизации этого слоя. Но как может водяной пар проникнуть в ионосферу из тропосферы через несколько мощных инверсионных слоев, остается совершенно неясным. Мартин и Пуллей [17] для объяснения малых концентраций ионов в слое F над циклоном предположили, что ионосфера над барической депрессией теплее. При этом они принимали во внимание только один эффект термического расширения воздуха. Но в таком случае концентрация слоя E должна быть тоже меньше над циклоном. Наблюдения же показывают как раз обратное.

Если предположить, что воздух в верхней атмосфере, до высот 100—200 км, можно рассматривать как сплошную среду в задачах, где изучаются движения больших масштабов, малых скоростей и пренебрегается трением, т. е. если предположить, что такие движения в верхней атмосфере можно изучить с помощью обычных уравнений термо- и гидродинамики, то можно произвести для предполагаемой системы возмущений в верхних слоях точно такие же расчеты, какие были сделаны для нестационарного циклона в тропосфере и для антициклонического возмущения над ним в нижней стратосфере. Ниже приводятся результаты этих расчетов.

Средняя стратосфера. Предположим, что она простирается от уровня 19 км до уровня 60 км, возмущение — циклонического типа, уровень обращения вертикальной скорости 50 км, $T_0 = 240^\circ$. Значения среднего температурного градиента: от 19 до 30 км $\beta = 0$, от 30 до 50 км $\beta = -0.5 \cdot 10^{-4}$, от 50 до 60 км

~ 30

🗧 = 0. Считаем, что функция ψ(ζ) в 10 раз меньше, чем в нижней стратосфере, и положительна.

Верхняя стратосфера. Простирается от уровня 60 км до уровня 100 км, возмущение антициклонического типа, уровень обращения вертикальной скорости 90 км, $T_0 = 340^\circ$. Значения среднего температурного градиента: от 60 до 65 км $\beta = 0$, от 65 до 85 км $\beta = 0.4 \cdot 10^{-4}$, от 85 до 100 км $\beta = -0.3 \cdot 10^{-4}$. Функция $\psi(\zeta)$ в 10 раз меньше, чем в средней стратосфере, и отрицательна.

Таблица 4

<i>w</i> _{макс} :	=	15,1	см/ сек.	

 $\zeta = 0 \begin{vmatrix} t = 0 & t = t_k \\ V_r : -1,95 \text{ м/сек.}; & -2,40 \text{ м/сек.}; \\ V_{\varphi} : 0,14 \text{ м/сек.}; & 12,34 \text{ м/сек.} \end{vmatrix}$

			e e e e e e e e e e e e e e e e e e e			·	· ·
г , км	t	$\Delta_t p$	<i>r</i> = 0	Δ _r p	$\Delta_t p$	$r = r_k$	9
19	$\frac{0}{\ell_k}$	—0,499	71,092 70,593	<u>-0.009</u> +0,402	0,078	71,083 71,005	0+0,7
-30		0,1043	<u>14,86150</u> 14,75720	+0,002 +-0,481	0,05640	14,86170 14,80530	0
50	$\frac{0}{t_k}$	0,0069	<u>1,39044</u> 1,38354	<u>0,0000</u> -0,00505	0,01195	<u>1,39044</u> 1,37849	0 +0,65
60	$\frac{0}{t_k}$	0,002522	0,508381 0,505859	0,0000 	0,00613	0,50838	0 - +25,70

Таблица 🤅

 $\zeta = 0 \begin{vmatrix} t = 0 & t = t_k \\ V_r : 3,20 \text{ M/cek.}; & 3,92 \text{ M/cek.}; \\ V_{\phi} : 2,14 \text{ M/cek.}; & -6,90 \text{ M/cek.} \end{vmatrix}$

w_{макс} = -24 см/сек.

	(· · · · ·		<i>r</i> = 0		r :	$= r_k$	
z , км	t	$\Delta_t p$	с. - с с с.	$\Delta_r p$	$\Delta_t p$	ng.	9
60	$\frac{0}{t_k}$	-0,002522	0,508381 0,505859	0,0000 -0,0036	0,00613	0,508390 0,502260	$\frac{0}{+25,7}$
65	$\frac{0}{t_k}$	0,001525	0,307403 0,305878	0,0000 -0,002097	0,003621	0,307402 0,303781	0 +49,3
85	$\frac{0}{t_k}$	-0,001206	0,0187770 0,0186564	0,0000 +0,0001258	+0,0000052	0,0187770 0,0187822	0 +49,3
100	$\frac{0}{t_k}$	0,000016	0,0030461 0,0030445	0,0000 	0,0000325	0,0030461 0,0030136	0 +47,3

Ионосфера. Начинается с высоты около 100 км, возмущение циклонического типа. Уровень обращения вертикальной скорости 200 км, $T_0 = 305^\circ$. Значе-

ния среднего температурного градиента: от 100 до 200 км $\beta = 10^{-5}$, от 200 до 250 км $\beta = -10^{-5}$. Функция $\psi(\zeta)$ в 10 раз меньше, чем в верхней стратосфере, и положительна.

Таблица б

		t = 0	$t = t_k$	
$w_{\rm wave} = +1,34$ M/cek.	$\zeta = 0$	V _r : -5,33 м/сек.;	—6,52 м/сек.;	
Manc		V _{\varphi} :-0,36 м/сек.;	+30,84 м/сек.	

	1	_	r = 0			$r = r_k$	
<i>z</i> , KM	t	$\Delta_t p$		$\Delta_r p$	$\Delta_t p$		\$
100	$\frac{0}{t_k}$	0,000016	0,0030461 0,0030445	0,0000 0,0000309	0,0000325	0,0030461 0,0030136	0
200	$\frac{0}{t_k}$	-0,0119·10 ⁻⁹	$\frac{3;80893 \cdot 10^{-9}}{3;79703 \cdot 10^{-9}}$	0,0000_ +0,05716•10 ⁻⁹	+0,4526.10-9	$\frac{3,80893 \cdot 10^{-9}}{3,85419 \cdot 10^{-9}}$	0 -47,20
250	$\frac{0}{t_k}$		$2,238 \cdot 10^{-12}$				0

В приведенных таблицах $w_{\text{макс}}$ — максимальное значение вертикальной скорости в рассматриваемом слое. Видно, что вертикальная скорость с высотой возрастает. В тропосфере она имеет порядок 1 см сек.,в ионосфере 1 м/сек. Такие же порядки вертикальных скоростей для различных высот были уже получены автором раньше [8].

Кроме того, приведены значения V_r и V_{φ} для нижней границы данного слоя. или, что то же самое, для верхней границы нижележащего слоя. Если V_{φ} имеет положительный знак, то движение воздуха происходит против часовой стрелки (циклоническое вращение), если V_{φ} имеет отрицательный знак, то воздух движется по часовой стрелке (антициклоническое вращение).

Рассматривая полученные данные, можно заключить, что вихревое движение воздуха в нижележащем слое создает со временем на нижней границе следующего слоя вращение воздуха такого же знака, что и вихревое движение в этом верхнем слое. Таким образом, предположение о чередовании направлений вертикальных скоростей и соответственно направлений горизонтальных движений в различных слоях не находится в противоречии с этим фактом: вихревое движение в верхней части данного слоя со временем приобретет некоторые характерные черты вихревого движения в соседнем вышележащем слое. Вертикальная скорость в этой части слоя имеет с самого начала нужное направление, а нужный знак V_{φ} возникает со временем. Порядок скоростей горизонтальных движений — метры и десятки метров в секунду — близок к наблюдаемому.

Таблицы показывают, что возникающие возмущения в давлении и температуре в верхних слоях не малы: они имеют порядок тропосферных возмущений. Отношение средней изменчивости давления во времени к среднему значению давления в каждом слое имеет для всех слоев величину порядка $0.9-0.4^{0}/_{0}$. Для тропосферы это отношение равно $0.6^{0}/_{0}$. Отношение средней горизонтальной разности давлений к среднему значению давления в каждом слое имеет величину порядка $0.2-0.3^{0}/_{0}$ для всех случаев, для тропосферы оно равно $0.2^{0}/_{0}$.

Следовательно, представление о том, что динамическое возмущение, распространяющееся из тропосферы, должно быстро затухать с высотой, — неверно.

На основании данных о температурных возмущениях следует заключить, что во время развития циклона в тропосфере инверсия температуры в слое 40—60 км

должна увеличиваться, падение температуры с высотой в слое 60—85 км должно быть более медленным, а температура в ионосфере должна понижаться.

Очевидно, если все расчеты провести в обратном порядке, взяв за исходные данные полученные изменения температуры и давления, а также величину скорости ветра на нижней границе ионосферы, на уровне 100 км, то в результате будут получены заданные изменения температуры, давления и ветра у земной поверхности. В основе таких расчетов лежало бы предположение о том, что циклоническое возмущение, возникшее по каким-то причинам в ионосфере, вызывает динамические возмущения соответствующих знаков в нижележащих слоях.

При этом нужно считать, что энергия возникшего в верхних слоях возмущения не может быть непосредственной причиной мощных возмущений в нижних слоях, так как энергия последних значительно больше, соответственно плотности воздуха в этих слоях. Энергия верхних возмущений является как бы толчком, способствующим разрешению имеющихся запасов энергии неустойчивости в каждом слое, за счет которой там и развиваются динамические возмущения.

Весьма вероятно, что такого рода влияние может распространяться только на ближайшие один-два слоя: верхнюю стратосферу и среднюю стратосферу. Поэтому у земной поверхности влияние возникшего наверху динамического возмущения может проявиться скорее всего только при условии, что в тропосфере уже существуют циклон или антициклон, действие которых распространяется вверх по крайней мере до средней стратосферы и понижает устойчивость промежуточных слоев. А именно, если в тропосфере развивается циклон, то дополнительные возмущения, распространяющиеся сверху, накладываясь на основные возмущения, распространяющиеся снизу, должны усилить их, ускоряя вихревую циркуляцию в каждом слое и углубляя тропосферный циклон. В случае тропосферного антициклона результат должен быть обратным: дополнительные возмущения, накладываясь на основные, будут тормозить вихревую циркуляцию — антициклон в тропосфере станет менее интенсивным.

С этим обстоятельством находится в согласии тот факт, что под влиянием солнечной активности изменяется глубина циклонов, но не общее число их.

Кинетическая энергия полученного при расчетах динамического возмущения в ионосфере, приходящаяся на 1 г воздуха, измеряется величиной:

$$\frac{c^2}{2} = \frac{(3 \cdot 10^3)^2}{2} = 4.5 \cdot 10^6$$
 эрг.

Поэтому можно сказать, что если какой-нибудь внеземной источник энергии (корпускулярная или ультрафиолетовая радиация солнца) может сообщать массам воздуха в ионосфере энергию порядка 5 10⁶ эрг на 1 г, то результатом развития вызванного им динамического возмущения будет углубление уже существующего в тропосфере циклона на 5 мб у земной поверхности.

Кроме уже высказанных соображений в пользу возможности распространения сверху вниз влияния динамических возмущений, возникших под действием внешних причин, можно привести еще следующие факты. Н. М. Штауде с помощью сумеречного метода определения температуры верхних слоев атмосферы обнаружила, что солнечная активность оказывает весьма существенное влияние на температуру верхних слоев атмосферы. Было найдено, что при прохождении группы солнечных пятен через центральный меридиан солнца или при наибольшем развитии группы температура атмосферы увеличивается в слое 30—60 км, а иногда в слое 60—100 км. В первом слое увеличение температуры составляет 20° и больше; температурный градиент в этом слое увеличивается с 2 до 9 и 14°. Обычно приводимые возможные причины изменения состояния верхних слоев—корпускулярная и ультрафиолетовая радиация солнца — не могут оказать непосредственного влияния на состояние воздуха в слое 30—60 км. Корпускулярные потоки не проникают до таких низких уровней. Ультрафиолетовая радиация может вызвать заметное изменение температуры в этом слое посредством изменения

3 Труды ГГО, вып. 28 (90)

концентрации озона в нем, чего при повышении солнечной активности не наблюдается.

Но, предположив возможность динамического воздействия вихревых движений воздуха в ионосфере на состояние других слоев, то можно легко объяснить этот эффект. Действительно, если вихревое возмущение в ионосфере возбуждает в средней стратосфере такое же возмущение, то на уровне 60 км и ниже должна повышаться температура. На уровне 60 км температура поднимается на 26°, если величина вертикальной скорости проходит через нулевую точку на уровне 50 км; на 70°-если нулевая точка лежит на уровне 45 км; на 180° – если нулевая точка лежит на уровне 40 км.

Непосредственным доказательством того, что солнечная активность вызывает в верхних слоях динамические возмущения, могут служить некоторые результаты исследований связи метеорных явлений с солнечной деятельностью [1]. Скорость дрейфа метеорных следов или, что то же самое, скорость воздушных течений на тех уровнях, где наблюдаются следы (80-160 км), обнаруживает, кроме суточной и годичной вариаций, также и 11-летнюю вариацию. С возрастанием относительных чисел скорость дрейфа увеличивается (на 50°/0 в годы максимума пятен).

Следовательно, движения воздуха в верхних слоях тесно связаны с солнечной активностью.

Для того чтобы увеличить скорость дрейфа (20-50 м/сек.) на 50%, внешние, солнечные источники должны сообщить воздушным массам в ионосфере кинетическую энергию именно такого порядка, которая необходима для углубления тропосферного циклона на несколько миллибар.

Итак, построенная нами динамическая модель нестационарного циклона (антициклона) позволила вычислить распределение на различных высотах и изменения во времени давления, температуры и ветра. Расчеты дали удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных данных.

Оказалось возможным показать, что над тропосферным динамическим возмущением (циклоном, антициклоном) в нижней стратосфере существует динамическое возмущение противоположного знака (антициклон, циклон).

Предложенная возможная схема динамических возмущений в верхних слоях (до высоты 200-300 км) подтверждается различными данными наблюдений. Эта схема дает механизм воздействия тропосферных динамических процессов на верхние слои и показывает также, каким образом солнечная активность влияет на динамику земной атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Астапович И. С. Бюллетень комиссии по и следованию солица при АН СССР, № 5-6, 1950.
- 2. Астапович И. С. Солнечно-суточные геомагнитные вариации с точки зрения стратосферных течений по наблюдениям метеорных следов. Доклады НИИЗМ, № 1, 1947.
- 3. Вительс Л. А. Многолетние изменения барико-циркуляционного режима и их влияние на колебания климата. Труды ГГО, № 8, 1948. 4. Затейщиков Г. О. и Бронштэн В. А. Серебристые облака в 1936 г. Метео-
- рология и гидро огия, № 11-12, 1938.
- Калиновский А. Б. Аэрологическая характеристика свободной атмосферы над Москвой по данным зондовых подъемов 1930—1936 гг. Труды НИУ ГУГМС, сер. II, вып. 24, 1947.
- 6. Кессених В. Н. и Булатов Д. Н. Континентальный эффект в географическом распределении эффективной концентрации слоя F2. ДАН, XIV, № 6, 1934.
- 7. Пальмен Э. Аэрологические исследования атмосферных возмущений. ГТТИ, 1934. 8. Ракипова Л. Р. Вертикальные движения воздуха в атмосфере и космическая пыль. Труды ГГО. вып. 19, 1950.
- 9. Тверской П. Н. Распределение температуры в свободной атмосфере по наблюде-
- э. тверской п. п. Распределение температуры в свооодной атмосфере по наолюдения и павловске. Метеорологический вестник, № 1—12, 1918.
 10. Федынский В. В. Результаты наблюдений метеорных следов в Таджикистане. Астроном. журн., ХХV, 6, 1944.
 11. Хромов С. П. Основы синоптической метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1948.
 12. Sheppard. The Exploration of Upper Atmosphere. Science Progress. july., v. XXXVII, № 147, 1940.
- № 147. 1949.

- 13 Abbot. Magnetic storms and fluctuation of the temperature in Woshington. Miscallaneous Collections, v. 110, № 6, 1948.
- 14. Colwell. Cyclons, anticyclons and layer Kenuely. Proceed. Inst. Rad. Eng. May. V, XXI, 1933.

- Hewson and Longley. Meteorology theoretical and applied. London, 1944.
 Kidson. Discussion of the article Martyn and Pylecy "The temperature and structure of the Upper Atmosphere". Quart. Journ. Roy. Met. Soc., v. 63, № 272, 1937.
 Martyn and Pulley. The temperature and structure of the Upper Atmosphere. Pro-ceed of. the Roy. Soc. v. 154, № 882, 1936.
 Refsdal. Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Geofis. publ., v. IX, № 12, 1932.
 Seaton. The temperature of the Upper Atmosphere. Phys. Rev., v. 71, № 8, 1947.
 Stermer. Perlamuter Wolken. Geofis. publ., IX, № 4, Oslo, 1932.

3*

М. П. ЧУРИНОВА

О ПЕРИОДИЧНОСТИ КОЛЕБАНИЙ ТРОПОПАУЗЫ

Ежедневные подъемы радиозондов показали, что высота тропопаузы подвержена сильным изменениям в течение времени, что связано с условиями погоды и, прежде всего, с прохождениями циклонов и антициклонов. Отмеченные колебания тропопаузы представляются в виде волн, при изучении которых выясняют их периодичность и размах колебаний. Однако периодичность в данном случае не является строгой, и здесь правильнее говорить о ритмах изменения условий на тропопаузе.

Современные воззрения на причины колебания тропопаузы и связь их с процессами, происходящими в тропосфере, обстоятельно изложены в монографии С. П. Хромова [3]. Не останавливаясь на этом вопросе, обратимся к рассмотрению периодичности изменения высоты и температуры тропопаузы на основании аэрологических наблюдений.

Различными исследователями обнаружено множество периодов в ходе метеорологических элементов, но не все они одинаково надежны и постоянны. Лучшим доказательством реальности той или иной периодичности атмосферных процессов является обоснование физических причин для этой периодичности.

Среди найденных разными авторами периодов имеются многолетние циклы деятельности атмосферы, например, 35-летний период Брюкнера, 11-летний период Кеппена и другие.

Работ, посвященных периодам в несколько дней или десятки дней, сравнительно немного. Возможно, что это связано с тем, что короткие периоды труднее поддаются исследованию.

При исследовании колебаний атмосферного давления, посредством анализа барограмм, найдены 2, 4, 6, 8, 16, 26, 32 и 36-дневные периоды. Эти периоды не являются единственными и постоянными. Так, например, В. А. Давтян [1] нашла целый ряд периодов от 5 до 120 дней, в зависимости от пульсации азорского максимума и исландского минимума. Она показала, что зимой у исландского минимума хорошо выражены 16—18-дневные волны, а у азорского максимума — 25,7дневные, летом же преобладают 14—15-дневные волны. В последние годы Вейкманом [5] найдены 16-дневные колебания атмосферного давления над Средней Европой осенью 1945 и ранней весной 1946 гг.

С введением радиозондов стало возможным исследовать периодичность колебаний не только нижних слоев тропосферы, но и тропопаузы и выше.

Так, Райнеке [4] на основании радиозондовых подъемов осенью 1947 и зимой 1948 гг. над Евером и 1943—1944 гг. над Берлином нашел 11-дневные волны как высоты 225 мб поверхности, так и приземного давления. Им отмечены также 22-дневные волны осенью 1949 г. Несколько ранее Шерхаг обнаружил 16- и 32дневные волны в высоте 225 мб поверхности в зимнее полугодие по наблюдениям 1941—1944 гг. Этими работами почти ограничиваются исследования периодичности колебаний метеорологических элементов в свободной атмосфере.

Цель нашей работы заключается в выяснении следующих вопросов: имеется ли заметная периодичность, отличная от суточной и сезонной, в колебании высоты
тропопаузы; имеется ли соответствие колебаний тропопаузы с колебаниями наземного давления и на различных уровнях в тропосфере; имеется ли сдвиг фазы по высоте?

Для выяснения этих вопросов мы одновременно с выявлением периодов колебания тропопаузы находили периоды наземного давления и высоты 500 мб поверхности, а для некоторого ряда наблюдений рассмотрели еще колебания высоты изобарических поверхностей 1000, 800, 600, 400 и 200 мб.

Материалом для исследования послужили радиозондовые подъемы вблизи Ленинграда. Подобраны продолжительные промежутки времени, когда аэрологические наблюдения систематически достигали тропопаузы, при этом отдельные недостающие дни интерполировались графическим путем. Для исключения суточного хода брались средние значения наблюдаемых

элементов за день (утро и день).

Установление преобладающего периода производилось методом подбора. Этот метод заключается в том, что имеющийся ряд наблюденных значений исследуемых элементов $U_0, U_1, U_2, ..., U_{mp-1}$ располагается следующим образом:

$$\frac{U_0, U_1, U_2, \dots, U_{p-1}}{U_p, \dots, \dots, U_{2p-1}} \\
\frac{U_{(m-p)}, \dots, \dots, U_{2p-1}}{\overline{U_0, \dots, \dots, \overline{U}_{p-1}}}$$

(Здесь *p* — испытываемый период, *m* — число членов по вертикали). Затем строится новый ряд, где каждый член представляет среднее арифметическое из членов, расположенных по одной вертикали. Отыскивается наибольшая амплитуда каждого вновь построенного ряда. В результате такого осреднения все ряды несуществующих периодов будут более сглажены, а наиболее вероятный период дает наибольшую амплитуду.





Обработка данных проведена по сезонам, а поэтому каждый анализируемый ряд наблюдений состоял из 91—92 дней. Пробные периоды брались от 3 до 18 дней. Поэтому по вертикали пришлось ограничиться пятью членами.

По найденным наибольшим амплитудам пробных периодов построены периодотраммы, где на оси абсцисс нанесены дни периода, а на оси ординат — наибольшие амплитуды исследуемых нами элементов. Максимумы кривой дают наиболее вероятные периоды.

На рис. 1 приведены периодограммы одной осени для наземного давления (пунктирная линия), высоты тропопаузы (сплошная жирная линия) и высота 500 мб поверхности (тонкая сплошная линия). Выше, несколько отдельно, нанесена периодограмма для температуры на тропопаузе.

Из этих периодограмм видно, что наибольшие амплитуды высоты тропопаузы, наземного давления и температуры приходятся на 16-дневный период. Слабые максимумы заметны на $7^1/_2 - 8$ и 12 днях.

Для того чтобы установить реальность найденных периодов, мы использовали следующие соображения: если найденный нами период действительно имеет место, то он должен проявиться и в более длительном периоде, кратном данному. Для установления реальности 16-дневного иериода было взято для высоты тропопаузы, наземного давления, высоты 500 мб поверхности и температуры на тропопаузе *p*, равное 32 дням, *m* в этом случае равно 3 (недостающие дни были добавлены первыми днями декабря). На рис. 2 ясно видны две 16-дневные волны в 32-дневном периоде на каждой из упомянутых кривых. Таким образом, мы установили, что 16-дневная волна действительно имела место, а 8- и 12-дневные периоды выражены слабо и повторение их в более длинных периодах не наблюдается.

На рис. З проведено сравнение действительного распределения высоты тропопаузы и наземного давления за рассматриваемый период (тонкие линии) со сред-



Рис. 2. Средние 16-дневные волны. Осень.

Среднюю 16-дневную волну можно разложить на ряд простых гармониче-

ских функций, как периодическую функцию, основываясь на формуле Бесселя (ряд Фурье). Возьмем только первые две гармоники. В этом случае гармонический ряд представится в виде:

$$y = a_0 + a_1 \sin(A_1 + t) + a_2 \sin(A_2 + 2t), \tag{1}$$

где y — искомая периодическая функция; a_0 — среднее значение анализируемой величины; a_1 и a_2 — амплитуды гармонических колебаний с периодом T и $1/_2 T$; t — число градусов, приходящееся на один день; A_1 и A_2 — угловые фазы первых двух гармонических членов.

На рис. 4 представлена средняя 16-дневная волна (из 5 членов по вертикали) высоты изобарических поверхностей 1000, 800, 600, 400 и 200 мб. На верхней кривой нанесена 16-дневная волна высоты тропопаузы в масштабе, в 10 раз меньшем, чем высоты изобарических поверхностей.

ним 16-дневной волны (жирные линии). В обоих случаях получается удовлетворительное совпадение фактических и вычисленных максимумов и минимумов в продолжение пяти периодов. Коэфициент корреляции между действительным распределением и средним 16-дневной волны для высоты тропопаузы равен 0,62, а для наземного давления 0,57.



Рис. З. Осень.

а – высота тропонаузы, б – наземное давление. 1 – действительное распределение высоты тропопаузы и наземного давления по вгемени, 2 – средчяя шестналцатидневная волна высоты тропопаузы и наземного давления.

Результаты вычисления по формуле (1) даны в табл. 1, где a_1 , a_2 — амплитуды в километрах и A_1 и A_2 — фазы в градусах для высот изобарических поверхностей и тропопаузы, вычисленные по средним значениям U_0, \ldots, U_{n-1} .

Таблица 1

Изобарические поверх-	Высота, км		A1.	Высота, км	A.,
ности, мб	<i>a</i> ₀	<i>a</i> ₁	град.	<i>a</i> ₂	град.
1 000	0,07 1,83 4,03 6,93 11,52 10,30	0,08 0,09 0,13 0,12 0,93	220 212 197 182 169 180	0,02 0,01 0,01 0,01 0,02 0,13	93 111 93 101 67 1

Амплитуды и фазы средней 16-дневной волны высот изобарических поверхностей и тропопаузы

Из табл. 1 видно, что амплитуда a_1 растет с высотой до высоты тропопаузы, а начальная фаза A_1 высоты тропопаузы отстает по сравнению с начальной фазой 1000 мб поверхности на 40°, т. е. примерно на 2 дня, а 200 мб поверхность отстает на 51°, т. е., примерно, на 2,5 дня. Амплитуда высоты тропопаузы почти в 10 раз превышает амплитуды высот изобарических поверхностей.

В табл. 2 даны амплитуды и угловые фазы средней 16-дневной волны температуры (того же ряда наблюдений) на изобарических поверхностях. Последняя строка относится к температуре на тропопаузе.

Таблица 2

Амплитуды и фазы средней 16-дневной температурной волны на изобарических поверхностях и тропопаззе (град.)

Изобариче	-	Темпер	атура	A_{1}	Темпера- тура	A_2 .	
нос	сти, мб		<i>a</i> 0	<i>a</i> ₁	град.	a_2	град.
1 000 . 800 . 600 400 . 200 . Тропопауза		•	$5,7 \\ -2,7 \\ -14,4 \\ -33,7 \\ -52,7 \\ -54,8$	2,4 3,2 3,2 4,2 4,7 3,0	71 124 151 164 20 36	0,7 0,2 0,5 0,5 0,2 1,7	39 70 30 75 81 60

Из табл. 2 видно, что амплитуда a_1 температурной волны в тропосфере растет с высотой, а на тропопаузе близка к амплитудам на изобарических поверхностях 800 и 600 мб. Начальная фаза A_1 с высотой увеличивается в тропосфере, а на тропопаузе и выше фазы резко меняются. Это особенно заметно на рис. 5, где представлена средняя 16-дневная температурная волна на изобарических поверхностях и тропопаузе.

Из сравнений рис. 4 и 5 видно, что в средней тропосфере с понижением высоты изобарической поверхности понижается температура, тогда как на тропопаузе и выше, наоборот, более низкая тропопауза имеет более высокую температуру. Это происходит потому, что в тропосфере изобарические поверхности в теплых массах всегда лежат выше и имеют более высокую температуру, чем в холодных, тогда как высокая тропопауза над теплыми массами обычно имеет низкую температуру.

Подобно тому, как мы обнаружили осенью 16-дневный период атмосферных колебаний, весною этого же года нашли 12-дневные волны, которые хорошо



Рис. 4. Осень. Средняя шестнадпатидневная волна изобарических поверхностей и тропопаузы. выражаются в 24-дневном периоде (средние из четырех членов по вертикали). Кроме 12-дневного периода, на периодограмме заметны максимумы на 6-и 15-дневном периоде, но они при увеличении периода проявляются довольно слабо.

Для средней 12-дневной волны высоты изобарических поверхностей и тро-



Рис. 5. Осень. Средняя шестнадцатидневная температурная волна на изобарических поверхностях и на тропопаузе.

попаузы мы нашли амплитуды (в километрах) и фазы (в градусах), которые приведены в табл. З.

Таблица З

Амплитуды	И	фазы	средней	12-днев	ной	волны	высот	изоба-
	ри	иче с ки	х поверх	ностей	ИТ	pononay	3Ы	

Изобарические поверх-	Высо	та, км	A.	Высота, км	A .,	
ности, мб	<i>a</i> ₀	<i>a</i> ₁	град.	a2	град.	
1 000 800 600 500 400 200 Тропопауза	0,10 1,84 4,01 5,34 6,88 11,41 -9,67	0,04 0,05 0,05 0,07 0,07 0.09 0,51	330 337 350 357 347 335 353	0,03 0,04 0,04 0,03 0,04 0,04 0,04 0,24	58 52 48 28 20 83 16	

Из табл. З видно, что амплитуда a_1 12-дневной волны растет с высотой, а a_2 остается почти постоянной. По фазе же наблюдается некоторое отставание нижних слоев от слоев в средней тропосфере (600—500 мб), выше же снова происходит незначительное уменьшение по фазе.

Температурные волны с 12-дневным периодом мы не приводим, так как они выражены довольно слабо.

Для весны одного из годов таким же образом найдены 12- и 17-дневные волны, которые хорошо повторяются в удвоенных 24- и 34-дневных периодах. Для средней 12-дневной волны мы подсчитали амплитуды и фазы наземного давления, высоты 500 мб поверхности и высоты тропопаузы. В табл. 4 даны результаты этих вычислений.

Таблица 4

Амплитуды	и фазы	средчей	12-днев	ной волны	назем
ного	давления	, высоты	500 мб	поверхности	I .
		и тропос	та <u>у</u> зы	-	

Поверхности	<i>a</i> ₀	<i>a</i> ₁	А ₁ , град.	<i>a</i> 2	А ₂ , град.
Наземное давление, мб	1 006	6,09	195	1,73	240
Н 500 мб, км	5,37	0,07	178	0,04	161
Н тропопаузы, км	10,27	0,35	152	0,28	90

Здесь видно, что происходит отставание волн тропопаузы по отношению к наземному давлению на 43°, т. е. примерно на 1,5 дня. Для средней 17-дневной волны приведем только амплитуду и фазы первой гармоники.

Таблица 5

и тропопаузы							
Поверхности	<i>a</i> 0	<i>a</i> ₁	A ₁ , град				
Наземное давление, мб Н 500 мб, км	1 006 5,37 10,20	4,17 0,07 0,39	248 238 205				

Амплитуды и фазы для средней 17-дневной волны наземного давления, высоты 500 мб поверхности и тропопаузы

Из табл. 5 также видно отставание волны тропопаузы по фазе на 43°, т. е., примерно, на два дня. Кроме упомянутых периодов, на весенней периодограмме имелись максимумы на 7,5- и 15 дневных периодах, но при дальнейшем исследовании оказалось, что волны в 7,5 дней хорошо повторяются в 15-дневном периоде, но при последующем удваивании периода они сглаживаются.

В летний период встречаются колебания с меньшими амплитудами и более разнообразными периодами, чем осенью и весной. Так, в один из годов летом наблюдались в высоте тропопаузы 4-дневные волны, которые проявляются в 8- и 12-дневных периодах, в приземном же давлении в это время наблюдались лишь 12-дневные волны. Летом следующего года получены максимумы на периодограммах в 6-, 10- и 13- и 16-дневные периоды как в высоте, так и в приземном давлении. Наконец, анализ еще одного года показал наличие волн тропопаузы 7- и 12-дневных периодов, а в наземном давлении имеется только 12-дневный период. Бо́льшая часть перечисленных здесь летних периодов при их удвоении

проявляется довольно слабо. Возможно, что это объясняется неполными данными (пропуски 1-2 дня).

Волны на поверхности раздела тропосферы и стратосферы часто имеют периоды, одинаковые или близкие с приземным давлением или с периодами колебания изобарических поверхностей, но большинство случаев имеют отставание по фазе от волн наземного давления, или выссты 1000 мб поверхности, на 1,5—2 дня. Из этого можно заключить, что прецессы начинаются раньше в нижней тропосфере и передаются в течение 1,5—2 дней вышележащим слоям. Это подтверждает первичность тропосферных процессов.

Отметим, что отставания колебания по фазе нижних слоев от верхних в 26 дней, на которое указывает Райнеке [4], нами ни разу не наблюдалось.

Причиной появления волн в приземном давлении, а также, очевидно, и волн на тропопаузе того же периода является в большинстве случаев особенности общей циркуляции атмосферы. В. А. Давтян [1] нашла, что ритмы 5-7, 6-7 дней суть результаты вспышек исландского минимума и азорского максимума Появление 16-, 32- и 36-дневных волн Вейкман также объясняет действием исландского минимума. Он нашел, что эти волны распространяются преимущественно вдоль широтных кругов.

Для исследования 24-дневных волн давления Вейкманом был предпринят анализ наблюдений на 800 станциях в северном полушарии и выяснено, что волны этого периода являются результатом деятельности полярной шапки и распространяются они в меридиональном направлении. О. А. Костарега [2] в результате исследования изофаз 60 станций нашла 20-дневные волны, распространяющиеся с севера на юг. Бьеркнес считает период полярной циркуляции в среднем в 22 дня. Вообще же им найдено, что периоды пульсации полярной шапки имеют продолжительность от 19 до 25 дней.

При рассмотрении синоптических карт за взятые нами промежутки времени мы обнаружили, что при 16-дневных ритмах имело место преобладание западной циркуляции, так как с западным переносом было 22 дня, тогда как с северным только 13 дней. Об этом же говорит то, что дней с мПВ было 44, а с АВ только 22. Весною этого же года наблюдался 21 день с северным, 11 — с южным и только 8 дней с западным переносом; при этом преобладал АВ над мПВ, с АВ было 36 дней, а с мПВ — 29 дней. В это время преобладали 12-дневные волны.

Из приведенного видно, что в то время, когда наблюдался 16-дневный период колебаний метеорологических элементов, преобладала зональная циркуляция, а во время 12-дневных периодов преобладал меридиональный перенос. Тогда же, когда наряду с 12-дневными наблюдались 17-дневные волны, особого преимущества не имел ни один из упомянутых переносов.

Таким образом, в связи с особенностями атмосферной циркуляции встречаются волны как меридиональные, так и зональные, которые несколько отличаются попериодичности.

В заключение можно сказать, что волны, появляющиеся на тропопаузе, как и волны наземного давления, имеют разнообразные периоды, среди которых наиболее отчетливо выделились осенью 16-дневные периоды и весною того же года 12-дневные периоды.

Волны, на тропопаузе имеющие одинаковый период с волнами в тропосфере, чаще всего, отстают по фазе на 1,5—2 дня от волн в нижней тропосфере.

Ход температуры на изобарических поверхностях и тропопаузе имеет также периодический характер. На изобарических поверхностях в тропосфере температура убывает с понижением высоты поверхности, а на тропопаузе и выше, наоборот, более высокая тропопауза имеет более низкую температуру.

Данную работу следует рассматривать как первый шаг в исследовании периодичности тропопаузы. Большим затруднением в работе было малое количество полных рядов аэрологических наблюдений, достигающих тропопаузы.

При более детальном исследовании большого числа лет с непрерывными рядами наблюдений можно установить более точные закономерности, которые позволят

экстраполировать высоту тропопаузы. Действительно, зная период колебания волна наземного давления или периоды колебания высот изобарических поверхностей. в нижней тропосфере, на основании установленного сдвига по фазе можно восполнить недостающие высоты тропопаузы. При этом должно быть учтено, что амплитуда 16-дневной волны колебания высот тропопаузы почти в 10 раз, а в 12-дневной в 5-10 раз больше, чем колебания высоты изобарических поверхностей в средней тропосфере; амплитуда температуры на тропопаузе близка к амплитуде в средней тропосфере.

В заключение выражаю глубокую благодарность Е. С. Селезневой за ценные советы и указания, сделанные в процессе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Давтян В. А. Метод построения спектрограммы и его приложение к анализу периодических колебаний исландского минимума и азорского максимума. Журнал геофизики,

т. I, № 1-2, 1931. 2. Костарева О. А. К вопросу об исследовании волновых процессов по синоптическому методу Вейкмана. Журнал геофизики, т. 111, № 1 (7), 1933.

3. Хромов С. П. Основы синоптической метеорологии. 1948.
4. Reineke J. Stratosphärshe Wellen und ihre Verschiebung in der Vertikalen. Zschr. für M. teor. 11, 1948.

5. Weickmann L. Auftretten von 16-tägigen Wetterrhytmen und ihre Kalendermäßige Bindung. Meteor. Rsch., 15/16, 1948.

М.П. ЧУРИНОВА

(1)

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О КОЭФИЦИЕНТЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Для выяснения ряда вопросов о структуре воздушных потоков, профиля ветра, процесса переноса водяного пара, расчета теплообмена и влагообмена подстилающей поверхности с атмосферой и между различными слоями атмосферы и т. д. необходимо знать коэфициент турбулентности K в свободной атмосфере. Главными факторами, влияющими на величину K в свободной атмосфере, являются скорость ветра и стратификация атмосферы.

Для вычисления K в приземном слое существует много разнообразных методов. Широко известны исследования по турбулентному обмену в нижнем слое атмосферы, приведенные Д. Л. Лайхтманом [1, 2, 3], разработавшим метод расчета Kпо наблюдениям за вертикальным профилем ветра, М. И. Будыко [5, 6], построившим метод расчета K по градиентным наблюдениям, Е. С. Ляпиным [7], который дал метод определения K из структурных наблюдений.

В настоящей работе будут рассмотрены современные методы определения коэфициента турбулентности в свободной атмосфере (выше 100 м). Мы не будем останавливаться на методах вычисления K, существовавших ранее; подробный обзор их можно найти в статье И. В. Ханевской [8]. Заметим лишь, что все эти методы или сложны, или неприменимы для вычисления K на высотах, где ветер приближается к геострофическому. К тому же большая часть их включает производные от скорости и направления ветра, которые, как известно, определяются с большими погрешностями.

Современные методы определения коэфициента турбулентности в свободной атмосфере по известному распределению скорости ветра изложены Д. Л. Лайхтманом [4]. Им рассмотрены методы Сольберга и Фьельстадта, а также выведена своя формула для вычисления K во всем слое перемешивания. Кроме того, Д. Л. Лайхтман дал еще несколько простых и удобных формул для вычисления K.

При выводе формул Фьельстадта и Лайхтмана сделаны следующие предположения: 1) движение стационарно во времени; 2) траектории частиц имеют малую кривизну, так что центробежной силой можно пренебречь; 3) барический градиент с высотой не изменяется. Последнее условие практически означает, что все расчеты производятся для однородных воздушных масс, что имеется правый поворот ветра и положительный прирост скорости с высотой в слое механического перемешивания.

Формула Фьельстадта имеет следующий вид:

$$K = \frac{2\omega_z}{M^2} \int_0^z (m_x^2 + m_y^2 - M_x m_x) dz.$$

Здесь $\omega_z = \omega \sin \varphi$ – вертикальная составляющая угловой скорости вращения земли ω , φ – широта места, m_x и m_y – составляющие вектора количества движе-

ния, $M^2 = m_x^2 + m_y^2$, M_x — составляющая геострофического вектора количества движения.

В качестве примера по формуле (1) сделаны вычисления коэфициента турбулентности по наблюдениям 15/VIII 1947 г. Результаты приводим в табл. 1, где α — сглаженное значение отклонения направления ветра от геострофического, а c — скорость ветра. Вместо m_x и m_y можно взять u и v — компоненты вектораветра.

Формула Фьельстадта практически не применима на высотах, где ветер становится близким к геострофическому. (Например, в табл. 1 значение К на 1000 м. является уже ненадежным.) По одной из формул Лайхтмана К можно вычислять так же, как и по фор-

По одной из формул Лайхтмана K можно вычислять так же, как и по формуле Фьельстадта, по слоям.

Формула эта имеет следующий вид:

$$K = \frac{\frac{2\omega_z}{z}}{\sqrt{\left(\frac{dc}{dz}\right)^2 + \left(c\frac{da}{dz}\right)^2}} \cdot (2)$$

Здесь обозначения те же, что и в формуле (1). u_g — составляющая скорости геострофического ветра.

В табл. 2 приводим результаты вычисления по формуле (2) того же случая: наблюдений 15/VIII. При вычислении вместо производных в знаменателе взяты конечные приращения.

Формула (2) также не дает достаточно точных результатов, так как знаменатель вычисляется с большими погрешностями, особенно там, где ветер приближается к геострофическому. Чтобы избавиться от этого недостатка, Д. Л. Лайхтман, используя тот факт, что коэфициент турбулентности с некоторой высоты Hмало меняется, вывел еще три формулы, но в них коэфициент турбулентности вычисляется для всего слоя перемешивания, начиная с z = H. Вывод одной из этих формул дан Д. Л. Лайхтманом в монографии "Физика приземного слоя" [4].

Общий вид этой формулы:

 $K = \frac{-2\omega_z \int_{H}^{\infty} m_y F(z, H) dz}{-m_x \frac{\partial F}{\partial z} \Big|_{H}^{\infty} + \int_{0}^{\infty} m_x \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} dz}.$

(3)

Функция F(z, H) должна выбираться так, чтобы:

a) F(H, H) = 0; 6) $F(\infty, H) < \infty$.

Такой функцией может быть F(z, H) = z - H, тогда формула (3) примет вид

$$K = \frac{2\omega_z \int_H^\infty m_y (z - H) dz}{m_x (\infty) - m_x (H)} .$$
(4)

Обозначения здесь те же, что и в предыдущих формулах. Вместо m_x и m_y также можно взять u и v. В табл. З приводим тот же пример, рассчитанный по второй формуле Лайхтмана.

Таблица З

Схема расчета по второй формуле Лайхтмана

				· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·				
Z , M	С	α	cos α	$c \cos \alpha = \frac{m_x}{\rho}$	sin a	$c\sin\alpha = \frac{m_y}{\rho}$	z — H	$\left \frac{m_y}{\rho}\left(z-H\right)\right.$
100 200 300 400 500 600 700 1 000 1 500	7,0 11,0 13,0 13,8 14,4 14,9 15,4 16,0 16,0	36 30 24 19 14 11 8 2 0	0,809 0,866 0,914 0,946 0,970 0,982 0,930 0,999 1,000	5,66 9,53 1,87 13,05 13,97 14,63 15,34 15,98 16,00	0,588 0,500 0,407 0,326 0,242 0,191 0,139 0,035 0	4.12 5,50 5.29 4,49 3,38 2,85 2,14 0,56 0	0 100 200 300 400 500 600 900 1400	$\begin{array}{c} 0\\ 550\\ 1,058\\ 1,347\\ 1,392\\ 1,425\\ 1,284\\ 504\\ 0\end{array}$

На основании табл. З находим графическим путем значение $\frac{1}{\rho} \int_{H}^{\infty} m_y(z-H) dz$: площадь = 481 см²; масштаб 1 см² = 50 · 50 = 2000; 481 · 2000 = 962 000; отсюда коэфициент турбулентности

$$\mathcal{K} = \frac{1,26 \cdot 10^{-4} \cdot 962\,000}{16.0 - 5.66} = 11,6 \text{ m}^2/\text{сек.}$$

Если функцию F(z, H) взять в виде

 $F(z, H) = e^{\beta H} - e^{-\beta z},$

тде β — некоторое постоянное число, выбранное так, чтобы верхние слои, где c ти α определяются с большой погрешностью, входили в формулу для определения K с меньшим весом, тогда формула (3) будет иметь вид:

 $K = \frac{2\omega_z \int_H^{\infty} v \left(e^{-\beta H} - e^{-\beta z}\right) dz}{\beta \int_{u_H}^{u_{\infty}} \frac{du}{dz} \cdot e^{-\beta z} dz}$ (5)

Эту формулу Г. Х. Цейтин несколько упростил, введя новые переменные, за именно, в числителе $\varphi(z, H)$, где

$$\varphi(z, H) = \int_{H}^{\infty} \left(e^{-\beta H} - e^{-\beta z} \right) dz = \frac{1}{\beta} \left(e^{-\beta H} - e^{-\beta z} \right), \tag{6}$$

и в знаменателе u. Если $F(z) = e^{-\beta z}$, то окончательно формула в этом случае будет:

 $K = \frac{2\omega_{z} \int_{H}^{\infty} v \, d\varphi}{\prod_{u_{m}}^{u_{\infty}} F(z) \, du}$ (7)

Величину функции $\varphi(z, H)$ можно заранее вычислить для различных z. Г. Х. Цейтин положил $\beta = \frac{0.35}{H}$ и вычислил обе функции для двух высот: H = 100 и 200 м,

-46

а для ускорения расчета значения φ и F построил линейки. Расчеты величины K с помощью линеек производятся весьма просто. Например, для вычисления числи-

теля $\int v d\phi$ на миллиметровке наносятся по горизонтальной оси компоненты v

для всех вычисленных высот, начиная от z = H. К полученным точкам на оси v прикладывается линейка с нанесенными значениями функции φ , и для выбранных высот откладывается φ . Полученные точки соединяются плавной кривой и измеряется площадь, ограниченная с одной стороны кривой, с другой — вертикальной прямой, проходящей через v = 0, и горизонтальной осью, на которой отложено v. Полученную площадь умножают на масштаб по осям v и φ . Знаменатель вычисляется так же, только вместо v откладывают на горизонтальной оси значение u и прикладывают линейку с нанесенными значениями F.

Приводим в табл. 4 результаты вычисления по этой формуле (пример тот же).

Таблица 4

. <i>z</i> , M	v	$\int\limits_{H}^{\infty} v d\varphi$	u	$\int_{u_{H}}^{u_{\infty}} F(z) du$	$\frac{\frac{2\omega_zH}{0,3}\int_{H}^{\infty}vd\varphi}{H}$	К <u>-^{м²}</u> сек.
100 200 300 400 500 600 700 1000 1500	4,12 5.50 5.29 4,49 3,48 2,85 2,14 0,56 0	Площадь =526 см ² Масштаб 0,1 · 20 = 2, 526 · 2 = 1052	5,66 9,53 11,87 13.05 13,97 14,63 15,34 15,98 16,00	Площадь = = 794 см ² Масштаб 0,02 · 0,2 = 0,004, 794 · 0,004 = 2,976	$\frac{2\omega_z H}{0.35} = 3,45 \cdot 10^{-2}$ $1052 \cdot 3,45 \cdot 10^{-2} = 36,294$	$K = \frac{36,294}{2,976} = 12,2$

Схема расчета по третьей формуле Лайхтмана

Наконец, совсем недавно Д. Л. Лайхтман вывел еще одну формулу, причем, таким методом, который заключает в себе наименьшую возможность ощибок. Вид этой формулы:

$$K = \frac{2\Gamma(\lg e)^2}{\left(\frac{d \lg \left[(u_g - u)^2 + v^2\right]}{dz}\right)^2}.$$
 (8)

Знаменатель этого выражения легко найти, если нанести значения $\lg[(u_g - u)^2 + v^2]$ по оси X и z — по оси Y. Квадрат котангенса угла наклона прямой, проведенной по нанесенным точкам, дает величину знаменателя.

Окончательный вид четвертой формулы Лайхтмана:

$$K = \frac{2l(\lg e)_{q}^{22}}{\operatorname{ctg}^{2}\alpha}, \qquad (9)$$

где а — угол наклона прямой.

Числитель здесь — постоянная величина для данной местности, изменяется только знаменатель, который зависит от профиля ветра. Для широты 60° числитель равен 2 · 2 · 7,29 10⁻⁵ · 0,866 · 0,1886 = 4,76288 · 10⁻⁵ сек.⁻².

В табл. 5 приведены результаты вычисления того же примера по четвертой формуле Лайхтмана.

Таблица 5

			puc	iera no	leibel		pmync	JULAIM	4114		
Z, M	c	α	COS α	c cos a = u	sin a	$c \sin \alpha = v$	ug — u	$(u_g - u)^3$	v^2	$(u_g-u)^2+v^2$	$lg\left[(u_g-u)^2+v^2\right]$
100 200 300 400 500 600 700 1 000 1 500	7,0 11.0 13.0 13,8 14,4 14,9 15,4 16,0 16,0	36 30 24 19 14 11 8 2 0	0,809 0,866 0,914 0.946 0,970 0,982 0,990 0,999 1,000	5,66 9,53 11,87 13,05 13,97 14,63 15,34 15,98 16,00	0,588 0,500 0,407 0,326 0.242 0,191 0,139 0,035	4,12 5,50 5,29 4,49 3,48 2,85 2,14 0,56	10,34 6,47 4,13 2,95 2,03 1,37 0,66 0,02	106,92 40,58 17,06 8,70 4,12 1,88 0,44 0,0	16,97 30,25 27,98 20,16 12,11 8,12 4,58 0,314	123,89 70,83 45,04 28,86 16,23 10,00 5.02 0,31	2,093 1,850 1,654 1,460 1,210 1,000 1,700 -1,503

Схема расчета по четвертой формуле Лайхтмана

На рис. 1 нанесены значения $\lg [(u_g - u)^2 + v^2]$ относительно z. Все точки почти до высоты 700 м лежат на прямой и только последняя несколько откло-



няется. (Повидимому, это отклонение последней точки объясняется влиянием горизонтальных градиентов температуры, которыми можно пренебречь на более низких высотах.) По углу наклона полученной прямой находим ctg α. Для приведенного примера

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{0.315}{150} = 2,1 \cdot 10^{-3},$$
$$K = \frac{4.76288 \cdot 10^{-5}}{4.41 \cdot 10^{-6}} = 10.8 \,\mathrm{m^2/cek}.$$

Мы рассмотрели основные формулы определения коэфициента турбулентности в свободной атмосфере по известному распределению ветра с высотой и привели примеры, рассчитанные по каждой из этих формул.

Для разрешения вопроса о том, какой из приведенных формул целесообразнее пользоваться при дальнейших вычислениях коэфициента турбулентности, мы рассчитали еще три примера по тем же формулам. В табл. 6 приводим результаты этих вычислений. Для формул Фьельстадта и первой формулы Лайхтмана здесь взяты также средние значения для всего слоя перемешивания, исключая слой 700— 1000 м в 1, 2 и 3-м примерах, а для четвертого примера с высоты 500—600 м, где значение K становится ненадежным, вследствие близости ветра к геострофическому. В табл. ба приводятся значения K по слоям, вычисленные по формулам для отдельных слоев.

Таблица б

	Пример 1	Пример 2	Пример 3	Пример 4
Формулы	15/VIII 1947 г. 6 час.	20/VII 1948 г. 8 час.	20/VII 1948 г. 12 час.	26/VII 1948 г. 18 час.
Фьельстадта				
$K = \frac{2\omega_z}{M^2 \frac{d\alpha}{dz}} \int_0^\infty (m_x^2 + n_y^2 - M_x m_x) dz$	11,8	12,6	28,9	5,1
1-я Лайхтмана				
$2\omega_{z} \sqrt{\left[\int_{0}^{\infty} (u_{g} - u) dz\right]^{2} + \left[\int_{0}^{\infty} v dz\right]^{2}}$				
$K = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dc}{dz}\right)^2 + \left(c\frac{da}{dz}\right)^2}}$	10,6	14,6	46,5	3,9
2-я Лайхтмана ∞			•••	
$K = \frac{2\omega_z \int_H m_y (z - H) dz}{m_x (\infty) - m_x (H)}$	11,6	11,4	32,2	4,0
З-я Лайхтмана				
$K = \frac{2\omega_z \int v d\varphi}{H}$ $\kappa = \frac{1}{\beta} \int F(z) dz$	12,2	15,2	28,5	6,4
" _Н 4-я Лайхтмана				
$K = \frac{2I(\lg e)^2}{\operatorname{ctg}^2 \alpha}$	10,8	15,0	36,6	4,7
Среднее значение из всех формул $K \frac{M^2}{ce\kappa}$	11,4	13,8	34,5	4,8

Из табл. 6 видно, что четвертая формула Д. Л. Лайхтмана в большинстве случаев ближе к средним полученным из всех формул. Кроме того, она наиболее проста для вычислений.

На основании изложенного выше, мы из всех рассмотренных формул выбрали для дальнейших вычислений четвертую формулу Д. Л. Лайхтмана.

Пользуясь этой формулой, мы произвели вычисления K в разное время двя и его годовые и сезонные значения. Оказалось возможным также рассмотреть зависимость K/u_g от вертикального температурного градиента γ в слое земля — 500 м.

Для характеристики изменения K по времени дня были взяты шаропилотные наблюдения в Колтушах летом 1946—1948 и 1950 гг. Из этих наблюдений выбраныт случаи, удовлетворяющие требованиям, поставленным при выводе формул (правый

4 Труды ГГО, вып. 28 (90)

	en 1919-1940 - ptilistonis ne 1919-1919 - ptilistonis neg	a Alexandria (m. 1997) Alexandria (m. 1997) Alexandria (m. 1997)		ица ба
	Пример 1 15/VIII 1947 г. 6 час.	Пример 2 20/VIII 1948 г. 8 час.	Пример 3 20/VIII 1948 г. 26/VII 12 час. 18 ча	ер 4 1948 г. ас.
U A AZ, M Negyati	<i>К</i> , <u>м</u> ² сек.	$K, \frac{M^2}{\text{cek.}}$	$K, \frac{M^2}{Cek.}$ $K, \frac{1}{C}$	<mark>м²</mark> ек.
	ормула Фьельстад	ra: $K = \frac{2\omega_z}{M^2} \int_{0}^{z} (m_z)^2 dm_z$	$n_x^2 + m_y^2 - M_x m_x) dz$	
100-200 200-300 300-400 400-500 500-600 600-700 700-1000	8,1 7,8 9,8 10,3 17,6 17,3 (27,2)	9,3 9,8 11,5 15,3 13,6 16,2 (44,5)	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$) 4 3 4 0)
Средн.	11,8	$12,6$ $2\omega_z \int \int_{-\infty}^{\infty} (u_z) dv_z dv_z dv_z dv_z dv_z dv_z dv_z dv_z$	$(-u) dz + \int_{-\infty}^{\infty} v dz z^{2}$	1 .
Форг	мула Лайхтмана: К	$= \frac{V}{\sqrt{\left(\frac{d}{d}\right)}}$	$\frac{\frac{c}{z}}{z}^{2} + \left(c\frac{da}{dz}\right)^{2}$	
100200 200300 300400 400500 500600 600700 700-1 000	8,8 11,5 15,2 10,3 11,2 6,7 (2,4)	20,7 22,7 14,2 14,2 9,1 6,6 (5,5)	43,4 4,0 44,6 4,9 43,1 2,4 41,8 (1,0 58,7 47,3 (36,1) (36,1)))
Средн.	10,6	14,6	46,5 3,9)

поворот ветра и рост скорости ветра с высотой в слое механического перемешивания). По сглаженным скоростям и отклонениям направления ветра от геострофического была вычислена для каждого случая отдельно величина К. Такое вычисление позволило в дальнейшем различно группировать результаты с целью установить некоторые зависимости. Всего подсчитано 50 случаев. Для каждого случая найдены: ү — вертикальный температурный градиент и u_g — скорость геострофического ветра.

Для характеристики материала в табл. 7 дано распределение наблюдений по A Care 1997 (P. 1 времени дня. eta - Suntono

Таблица 7

1.41.	Часы	•	•	• • •	4-6	8 9	9.30-10.30	11 -12.40	13 -14	18 - 20
			1.				in s <u>a</u> n si s		. • • • <u>-</u>	
111.×	Число наблюдений.				7.	11	7	12 .	5	8 .

На рис. 2 приведены средние значения K, u_g и γ по времени дня. Отсюда видно, что K и γ растут от утра ко дню, а скорость геострофического ветра убывает. Наибольшей величины у достигает в дополуденные часы, как это было отмечено и Е. С. Селезневой [9]. Объясняется такое явление тем, что летом

в 8—10 час. происходит усиленное нагревание самых нижних слоев атмосферы. Только к этому времени обычно исчезают радиационные инверсий. Температурные градиенты между землей и уровнем 500 м велики (часто сверхадиабатические), а перемешивание еще слабое, так что коэфициент турбулентности еще невелик. В дальнейшем неустойчивая стратификация ведет к усилению турбулентного перемешивания, при этом увеличивается толщина слоя перемешивания. В верхней части этого слоя увеличивается температура, что приводит к понижению вертикального температурного градиента в слое земля — 500 м и к увеличению K. Как показали и исследования предыдущих лет [10], наибольшее развитие турбулентность достигает в послеполуденные часы. В эти часы Ri < 1 до 1,25—1,50 км (Ri — число Ричардсона).



Рис. 2. Изменение \overline{K} , \overline{u}_g и $\overline{\gamma}$ в течение дня. $1 - \overline{K}$ м³/сек., $2 - \overline{u}_g$ м/сек., $3 - \overline{\gamma}$ град.

Из рис. 2 видно, что K увеличивается от утра ко дню, примерно, в 5 раз. Е. С. Селезнева [9], на основании исследования распределения водяного пара в атмосфере, пришла к заключению, что K должно расти от утра ко дню в среднем в 4 раза, а в отдельных случаях и в 16 раз.

Увеличение турбулентного перемешивания ведет к выравниванию скорости ветра по вертикали таким образом, что внизу у земли скорость ветра в дневные часы увеличивается, а на уровне геострофического ветра уменьшается. На рис. 2 видно, что наименьшего значения геострофический ветер достигает в полдень.

Для получения изменения коэфициента турбулентности в течение года (по месяцам и сезонам) наблюдения в Колтушах дополнены наблюдениями в Воейково и в Павловске. Всего подобрано 113 дневных случаев. В табл. 8 приведено распределение взятых наблюдений по месяцам.

									T	аб.	лиц	a 8	
Месяцы	I	Π	III	IV	V	VI	VII	VIIÌ	IX	Х	ХI	XII	,
Число наблюдений	. 4	9	11	7	10	5	14	15	14	14	5	5	

На рис. З дано изменение \overline{K} , $\overline{u_g}$ и $\overline{\gamma}$ по месяцам, а на рис. 4 — по сезонам. Коэфициент турбулентности \overline{K} , как видно на рис. 3 и 4, растет от зимы к лету, примерно, в 2—3 раза; наибольшее значение достигается в мае — июле. Геострофический ветер, как известно, велик зимой и осенью из-за значительных горизонтальных градиентов температуры и давления. Летом горизонтальные градиенты и скорости ветра значительно меньше зимних. Кроме того, в летние дни усиленная турбулентность вызывает выравнивание ветра внизу и вверху, что также ведет к уменьшению геострофического ветра.

4*

5E

Таким образом, с увеличением γ растет \overline{K} , рост γ вызывает усиление турбулентности, которая приводит к уменьшению скорости геострофического ветра. Поэтому представляет интерес выявить зависимость K/u_g от величины γ в слое



Рис. 3. Изменение \overline{K} , $\overline{u_g}$ и $\overline{\gamma}$ по месяцам. $1 - \overline{K} \, \mathrm{m}^2$ /сек., $2 - \overline{u_g} \, \mathrm{m/сеk.}$, $3 - \overline{\gamma} \, \mathrm{град.}/100 \, \mathrm{m}$.

земля — 500 м. Нанесение каждого отдельного значения K/u_g в зависимости от γ дает значительный разброс точек. Однако все же видна тенденция увеличения K/u_g с ростом γ . Для уточнения этой зависимости наблюдения были сгруппированы



 $I - \overline{K}$ м⁹/сек., $2 - \overline{u_g}$ м/сек., $3 - \gamma$ град./100 м.

по значениям градиентов. В табл. 9 представлено распределение числа случаев по значениям градиентов через интервал 0,2 град./100 м. Только в промежутке 1,20—0,41 взято распределение через 0,4 град./м (из-за малого числа случаев). В табл. 9 вошли все отобранные случаи наблюдений, независимо от времени дня.

	Ĩ	`a	б	Л	И	ц	a	9
--	---	----	---	---	---	---	---	---

ү град./100 м	Число наблюдений	ү град./100 м	Число наблюдений
$\begin{array}{r} -1,20-0,81\\ -0,80-0,41\\ -0,40-0,21\\ -0,20-0,01\\ 0,00-0,19\end{array}$	5	0,200,39	17
	4	0,400,59	21
	8	0,60 - 0.79	41
	7	0,800,99	27
	23	1,001,20	10

На рис. 5 нанесены значения $\overline{K/u_g}$ в зависимости от величины $\overline{\gamma}$. Для отрицательных значений $\overline{\gamma}$ ($\gamma < 0$) значение $\overline{K/u_g}$ не зависит от величины $\overline{\gamma}$, так как турбулентность здесь возникает, повидимому, вследствие динамических причин; для



 $\gamma > 0,10 \ \overline{K}/\overline{u_g}$ растет с высотой почти линейно. Эту зависимость (для средних данных) можно выразить в виде:

$$\frac{\overline{K}}{u_{\sigma}} = 0,8 + 4,83\overline{\gamma}.$$

Применим эту формулу для вычисления K по имеющимся средним γ и u_g , обозначим его $K_{\rm B}$ в отличие от \overline{K} и сравним с имеющимся \overline{K} . На рис. 6 приведены сравнения $K_{\rm B}$, вычисленные по формуле

сравнения $K_{\rm B}$, вычисленные по формуле $K_{\rm B} = u_g (0.8 + 4.83 \overline{\gamma})$, с \overline{K} для изменения коэфициента турбулентности в течение дня. В утренние часы $K = K_{\rm B}$, но в 8—10 час. $K_{\rm B}$ больше \overline{K} , примерно, в два раза, т. е. на $100^{0}/_{0}$. Это объясняется (как было замечено выше) тем, что турбулентность развита еще в небольшом слое, а градиенты от земли до 500 м велики. В эти часы зависимость $K/\overline{u_g}$ от $\overline{\gamma}$ слабая. В послеполуденные часы, когда турбулентность достигает наивысшего развития, максимальное расхождение между $K_{\rm B}$ и K -около $20^{0}/_{0}$.

Из сравнений $K_{\rm B}$ и \overline{K} по месяцам и сезонам (рис. 7 и 8) видно, что в теплую половину года расхождение между $K_{\rm B}$ и



Рис. 6. Изменение \overline{K} и $K_{\rm B}$ в течение дня. $1 - \overline{K}$ м²/сек., $2 - \overline{K}_{\rm B}$ вычисленное по формуле: $K_{\rm B} = u_{g} (0,8 + 4,83 \overline{\gamma}).$

53

K составляет $10-20^{0}/_{0}$, а в холодное полугодие оно достигает $100^{0}/_{0}$. Это объясняется, повидимому, тем, что в холодную половину года турбулентность имеет динамическое происхождение и мало зависит от вертикального температурного градиента.

Вычисленные нами средние К значительно выше коэфициентов турбулентности, полученных другими авторами. Так, например, И. В. Ханевская [8] приводит следующие значения К:

К, м	42/сек.		Автор	Κ,	м ² /сек.						Авт	op
$\begin{array}{c} \sim 9 \\ \sim 0 \\ \sim 5 \end{array}$	9,5	•••	Окерблюм Экснер ј Хессельберг и	~	13,6 для 1,9 1.3 "	АВ . м∐В кПВ	•	•	• •	И.	В.	Ханевская "
~ 16	5,0 на высоте 5	00м.	(Свердруп									

Наконец, укажем значения K, полученные Мильднером для разных высот (табл. 10, взятая по Лайхтману [4]).

		`	1 40.	inga io
Высота, м	80 135	190 240	295 405	460 510
<i>К</i> , м ² /сек	9,6 10,4	23,8 38,4	18,9 9,0	5,4 5,4

Эти последние значения K близки к нашим данным для утренних и вечерних часов, а также к K в предполуденные часы.



Следуєт отметить, что никто из упомянутых выше авторов не указывает, к какому времени дня или года относятся использованные ими наблюдения. Однако все счи-



Рис. 8. Изменение \overline{K} и $K_{\rm B}$ по сезонам. $1 - \overline{K}$ м⁹/сек., $2 - K_{\rm B}$, вычисленное по формуле: $K_{\rm B} = \overline{u}_{g} (0.8 + 4.83 \gamma).$ тают, что величина K должна изменяться в течение дня и года.

Для подтверждения реальности полученного нами порядка величин K сравним несколько K, вычисленных по формулам Д. Л. Лайхтмана для свободной атмосферы, с K, вычисленными по наземным данным для высоты 100 м. Для слоя, в котором Kменяется с высотой (т. е. в среднем до 100 м), Д. Л. Лайхтманом дана формула (1):

$$K = K_1 z^{1-\varepsilon} .$$

Здесь K₁ — коэфициент турбулентности на 1 м, вычисленный по наземным наблю-

дениям; є — параметр устойчивости; *z* — высота, для которой подсчитывается коэфициент турбулентности.

По этой формуле можно определить К на высоте 100 м. Сравним эти значения с ранее вычисленными К, приведенными в табл. 6 и 6а: 1) 20/VII 1948 г. 8 час.

$$\varepsilon = -0,05; K_1 = 0,13 \text{ м}^2/\text{сек.}$$

 $K_{100} = 0,13 \cdot 100^{1+0,05} = 16,25 \text{ м}^2/\text{сек}$

Для этого случая K, найденное по формулам для свободной атмосферы (см. табл. 6 и ба), составляет по формуле Фьельстадта для слоя $100-200 \text{ м} - 9,3 \text{ м}^2/\text{сек.}$, по первой формуле Лайхтмана $K = 20,7 \text{ м}^2/\text{сек.}$; среднее из всех рассмотренных формул $K = 13,8 \text{ м}^2/\text{сек.}$

General Contents

$$\varepsilon = -0,20; K_1 = 0,23 \text{ m}^2/\text{cek}.$$

 $K_{100} = 0,23 \cdot 100^{1,20} = 58,4 \text{ m}^2/\text{cek}.$

111-110-00-0

aner Anne.

Вычисленные для слоя 100—200 м по формуле Фьельстадта K = 11,4 м²/сек., по первой формуле Д. Л. Лайхтмана K = 43,4 м²/сек. Среднее значение по всем формулам в этом примере K = 34,5 м²/сек.

Из этих примеров видно, что К, вычисленные по наземным данным, даже выше, чем по формулам для свободной атмосферы.

До сих пор мы при группировке K по различным признакам не учитывали уровень, с которого ветер можно считать геострофическим. Однако давно замечено, что высота установления геострофического ветра не постоянна: она изменяется от нескольких сотен метров до 2—3 км. Предстачляет интерес получить зависимость



Рис. 9. Зависимось \overline{K} и \overline{u}_{g} от z_{g} . $1 - \overline{u}_{g}$ м/сек., $2 - \overline{K}$ м³/сек.



б пипа 11

В табл. 11 дано распределение числа случаев по высотам геострофического ветра.

		1 1 0 1 11 1	
z_g , M 600	1 000 1 500	2 000 2 500	3 000
Число случаев 6	38 59	37 19	4

Средние значения K и u_g в зависимости от z_g представлены на рис. 9, где ясно видно, что K и u_g растут в зависимости от z_g . Зависимость u_g от z_g почти линейная, ее можно выразить в виде:

$$\overline{u}_g = 8.0 + 0.0025 z_g.$$

Зависимость же \overline{K} от z_g более сложная. Если вместо значения \overline{K} возьмем $\lg \overline{K}$ по оси Y, а значение z_g нанесем по оси X, то все нанесенные точки хорошо лежат на прямой (рис. 10). Уравнение этой прямой:

$$\lg \overline{K} = 0.93 + 0.00037 z_g,$$

 $\overline{K} = 8.5 e^{0.00085 z_g}.$

отсюда

Из всего изложенного выше можно прийти к следующим выводам.

Для вычисления \overline{K} в свободной атмосфере до уровня градиентного ветра можно рекомендовать четвертую формулу Лайхтмана:

$$K = \frac{2l(\lg e)^2}{\operatorname{ctg}^{2\alpha}}.$$

Коэфициент турбулентности, определенный по этой формуле, имеет закономерное изменение: он растет от утра к дневному времени и в летние дни увеличивается в среднем в 4-5 раз. Хорошо проявляется также годовой ход К. Наибольшего значения K достигает в мае — июле, а наименьшего — в январе. Увеличение Kот зимы к лету (по нашим данным) в среднем может быть в 2—3 раза.

Скорость геострофического ветра убывает от утра ко дню и от зимы к лету. Наименьшая скорость геострофического ветра достигается в летний полдень, 🖉 а в годовом ходе — в июле.

Отношение $\overline{K}/\overline{u_g}$ в инверсиях не зависит от вертикального температурного градиента, так как возникающая здесь турбулентность больше зависит от динамических причин. В области положительных значений у, примерно, от у > 0,10 отномение K/u_o pactet с высотой почти линейно. Для этой части можно по средним у и и, найти К по формуле:

$$K_{\mathfrak{s}} = \overline{u}_{g} (0, 8 + 4, 83\overline{\gamma}).$$

Эта формула дает лучшее совпадение со средними K для теплой половины года (расхождение в среднем 10-20%) и худшее (расхождение в среднем до 100%) в холодную половину года и в дополуденные часы (8-10).

Коэфициент турбулентности зависит от высоты геострофического ветра z_{σ} . Эту зависимость (для средних данных) можно выразить в виде:

$$K = 8.5e^{0.00085z_g}$$

В заключение выражаю благодарность Д. Л. Лайхтману и Е. С. Селезневой за ценные указания в работе.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Лайхтман Д. Л. Профиль ветра и обмен в приземном слое атмосферы. Изв. АН
- лайхтман д. л. профиль вегра и обмен в приземном слое атмосферы. Изв. Ап СССР, сер. географ. и геофиз., № 1, 1944.
 Лайхтман Д. Л. О профиле ветра в приземном слое атмосферы при стационарных условиях. Труды НИУ ГМС, сер. 1, вып. 39, 1947.
 Лайхтман Д. Л. и Тимофеев М. П. Турбулентный обмен в нижних слоях атмо-сферы Труды ГГО, вып. 20 (82), 1949.
- 4. Лайхтман Д. Л. и Чудновский А. Ф. Физика приземного слоя. Гостехиздат 1949.
- 5. Будыко М. И. Турбулентный обмен в нижних слоях атмосферы. Метеор. и гидрол., № 2, 1946.
- Будыко М. И. Распределение метеорологических элементов в приземном слое воз-духа. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., т. V, 4, 1946.
- 7. Ляпин Е. С. О турбулентном перемешивании воздуха в атмосфере. Метеор. и гидрол., № 5, 1948.
- 8. Ханевская И. В. О распределении ветра в турбулентной атмосфере. Метеор. и гидрол., № 7, 1937.
- 9. Селезнева Е. С. Распределение температуры и влажности в дни с кучевыми облаками. Труды ГГО, вып. 13 (75), 1948.
- Чуринова М. П. О тубулентности в некоторые дни с кучевыми облаками. Труды ГГО, вып. 24 (86), 1950.

П. А. ВОРОНЦОВ и С. И. СОКОЛОВ

МЕТОДИКА АЭРОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НИЖНЕГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Развитию аэрологических исследований нижнего слоя атмосферы до последнего времени препятствует отсутствие необходимых приборов и детально разработанных методов. Существующие методы температурного зондирования атмосферы в основном пригодны для исследования атмосферы от 300—500 м и выше, исследование же самого нижнего слоя, таким образом, почти не производится. При решении целого ряда научных и практических задач знание распределения основных метеорологических элементов — давления, температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра и его структуры — в слое от 20—30 до 300—400 м является совершенно необходимым.

В данной работе мы рассмотрим некоторые вопросы методики таких микроаэрологических исследований на основании нашего опыта применения привязных змейковых аэростатов и привязных шаров малой кубатуры. Приборы, применявшиеся в этих исследованиях, имели обычные стандартные приемники давления анероидные коробки и приемники температуры — биметаллические пластинки.

Это обстоятельство, из-за относительно малой инструментальной точности, несколько снизило качество наших наблюдений и может быть оправдано лишь как первый этап наших методических работ.

Метод привязных аэростатов небольшой кубатуры (60—100 м³) наиболее подходит для наших целей. Возможность подъема практически в любых метеорологических условиях, сравнительно большая подъемная сила, обеспечивающая одновременный подъем 2—3 легких метеорографов, необходимых для получения распределения значений метеорологических элементов по высотам, относительно большая устойчивость в сохранении заданной высоты — все эти обстоятельства делают этот метод наиболее пригодным для исследования нижнего слоя атмосферы.

К числу отрицательных сторон метода привязных аэростатов нужно отнести сравнительно большое число обслуживающего персонала (7—8 человек) и трудности обеспечения водородом, особенно в экспедиционных условиях.

В настоящее время техника подъема привязных аэростатов достаточно отработана и на ней останавливаться не будем. Значительно сложнее обстоит дело с приборами, пригодными для этой цели.

Существующий аэростатный метеорограф ЦКБ ГУГМС не может быть использован для исследования нижнего слоя атмосферы по двум причинам:

1) приемники метеорологических элементов прибора обладают совершенно недостаточной для микроаэрологических исследований чувствительностью, а именно, по давлению около 0,15 мм ординаты на 1 мб и по температуре около 1,1 мм ординаты на 1°, т. е. они рассчитаны для исследования слоя высотою в 3-4 км;

2) вместе со стабилизатором (без вентиляционного приспособления) вес прибора достигает 6,4 кг и для своего подъема требует аэростата объемом не менее 80 м³.

Изготовленный под руководством И. А. Кобелева в ГГО аэростатный метеорограф, обладая повышенной чувствительностью приемника температуры, имел ряд недостатков, которые в своей совокупности совершенно не позволили ввести его в эксплоатацию. Эти недостатки следующие:

1) отсутствие бароприемника не позволяло с достаточной точностью определять высоту подъемов и увязывать изменение температуры с изменением высоты. Это особенно отрицательно сказывается при колебаниях высоты аэростата во время стояния его на потолке;

2) прибор был снабжен лишь одним приемником температуры и не регистрировал чрезвычайно важных элементов — влажности воздуха и скорости ветра;

3) благодаря особому устройству регистрирующего механизма, запись должна была получаться в виде чернильных точек, наносимых воронкообразным пером, прижимаемым через определенные промежутки времени к ленте вращающегося.



Рис. 1.

барабана. Эти точки неизбежно получались очень крупными, и обработка записей с требуемой точностью оказывалась невозможной;

4) термоприемник не обеспечивал устойчивости положения пера.

Поэтому указанный метеорограф подвергся в ГГО коренной переделке. По ряду причин были сохранены габариты прибора, вследствие чего не удалось установить приемников ветра и влажности. Приемник температуры был заменен биметаллической пластинкой от стандартного термографа. В качестве бароприемника применен набор коробок от барографа. Чернильная запись заменена записью на закопченной ленте.

В результате получился прибор (рис. 1) со следующими характеристиками: вес 1,8 кг, оборот барабана 3 часа 20 мин., длина ленты 230 мм, ширина 105 мм, чувствительность по давлению 0,6—0,7 мм ординаты на 1 мб, чувствительность по температуре 3,2—3,9 мм на 1°.

Сравнения значений давления и температуры, полученных по этому метеорографу и по станционным метеорологическим самописцам, показали следующее: из 70 отсчетов давления в $64^0/_0$ случаев расхождения колебались в пределах $\pm 0,2$ мб, и лишь в $5^0/_0$ случаев выходили за пределы $\pm 0,6$ мб; из 59 отсчетов температуры в $65^0/_0$ случаев расхождения колебались в пределах $\pm 0,2^\circ$ и лишь в $5^0/_0$ случаев расхождения колебались в пределах $\pm 0,2^\circ$ и лишь в $5^0/_0$ случаев расхождения колебались в пределах $\pm 0,2^\circ$ и лишь в $5^0/_0$ случаев выходили за пределы $\pm 0,4^\circ$.

Приборы указанной конструкции поднимались на аэростате объемом 60 м³, обладающем подъемной силой около 20 кг. Были приняты два метода подъемов: 1) к тросу прикреплялись и одновременно поднимались два метеорографа: один на высоту порядка 300 м, второй — 100 м. Метеорографы оставались в воздухе в течение около 7 час., и обработанная метеорограмма давала возможность проследить изменение температуры на этих высотах по времени в продолжение 6 час.; 2) поднимался один метеорограф до высоты 300 м с трех-, пяти- или шестиминутными остановками через каждые 50 м. Эти выдержки позволяли исключить влияние инерции термоприемника при условии постоянства температуры воздуха на этих уровнях.



Рис. 2. Волнистая линия — температура, прямая линия — давление. 19/VIII.

N	точек	температура	№ точек	температура	№ точек	температура
	1 2 3 4 5	19,4° 18,8 21,4 .3,5 21,4	7 ч. 6 7 8 9 10	21,6° 21,2 23,3 23,5 24,3 23,9	8 ч. 11 12 13 14 15	23,2° 24,4 24,2 21,9 20,1 21,3

Для иллюстрации результатов подъема метеорографа на привязном аэростате приведем несколько рисунков и таблиц. На рис. 2 и 3 даны образцы записи аэро-



Рис. 3.

Волнистая линия — температура, прямая линия — давление.

№ точек	температура	№ точек	температ ур а
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	$\begin{array}{r}6.3^{\circ} \\ -4.2 \\ -6.2 \\ -4.4 \\ -6.0 \\ -5.3 \\ -6.2 \\ -5.3 \\ -5.3 \\ -5.3 \\ -6.2 \end{array}$	14 ч. 11 12 13 14 15 16 17 18 19 27 21	$\begin{array}{r} -5,7^{\circ}\\ -6,4\\ -8,4\\ -6,8\\ -7,8\\ -6,2\\ -8,0\\ -8,0\\ -8,0\\ -8,0\\ -8,0\\ -8,3\\ -7,3\end{array}$

статного метеорографа, из которых видно, что прибор достаточно детально фиксирует изменение температуры во времени.

Оба рисунка представляют особенный интерес, поскольку на них зафиксированы изменения температуры, не связанные с изменением высоты и облачности. Таблица 1

Распределение метеорологических элементов при подъемах аэростата

			Іодъем	19/VI	II. Bpei	ия, час					Тодъем	26/I. B	ремя, ч	ac.:		
	4	ഹ	9	2	∞	6	10	11	8	6	10	11	12	13	14	15
Высота подтема, м	0	260	280	280	280	280	280	i	0	240	2:20	220	240	240	240	240
Температура у земной поверх- ности	14,4	14,7	15,6	16,7	18,7	20,6	21,7	22,8	- 8,2	8,2	-8,1	8,2	6'2—	- 7,9	-7,6	- 1'L -
Те чпература на высоте подъема	1	19,3	21,2	21,6	23,6	20,8	20,8		i	-3,7	-3,7	- 4,1	-4,1	- 5,5	-5,7	-1,0
Наибольшие изменения тем- пературы за 5 мин.			-2		5				То же за 2 мин.	,				2,2	<u></u>	~
Облачность	0/0 Ac			0/0	0/0	· .			10/10 Sc	10/10 Sc	10/10 Sc	10/10 Sc	10/10 Sc	10/10 Sc	10/10 Sc	10/10 Sc
Ветер у земли	C3-3				CB-2			· <u> </u>	3Ю3-3			3Ю3-3			sł03-4	n an
Барометрическая тенденция	0'0	0'0	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1	0'0	0,1	0,1	0,3	0,2	0,1	0,1	0,0	0,1

ł.

11.1

Хотя подъемов с такими резкими изменениями температуры немного, но мы привели их, поскольку они имеют методическое значение. Следует отметить, что такие большие колебания температуры воздуха отмечены как летом (рис. 2), так и зимою (рис. 3); в обоих случаях метеорограф выдерживался на высоте больше 200 м.

В табл. 1 приведены некоторые данные, полученные при двух указанных подъемах.

Следует обратить внимание, что колебания температуры воздуха почти не обнаруживаются, если мы возьмем значения температуры воздуха через 1 час, и только непрерывная запись на одном уровне позволяет отметить эти изменения. 26/I в течение всего времени подъема наблюдалась значительная инверсия температуры воздуха, 19/VIII инверсия наблюдалась в первую половину подъема. Колебания температуры воздуха на земной поверхности почти не были обнаружены термографом.

Характер облачности, ветра и барометрической тенденции указывает на относительно стабильное состояние атмосферы.

В данной работе мы не будем останавливаться на физической стороне явления, а рассмотрим его с методической точки зрения. Нас прежде всего интересуют возможные колебания температуры воздуха за относительно короткие промежутки времени.

Согласно записи на двух приведенных подъемах, колебания температуры за пятиминутный промежуток времени между часовыми сроками доходят на рис. 2 до 2,1° за 5 мин. и на рис. 3 даже до 2,2° за 2 мин. Учитывая значительную инерцию приемника температуры, можно ожидать, что действительные колебания температуры воздуха были еще больше.

Следовательно, в нижних слоях атмосферы, во всяком случае в слое 200—300 м, в отдельных случаях может наблюдаться значительная термическая неоднородность воздушной среды.

По заключению М. И. Гольцмана [1]: "Термическая микроструктура свободной атмосферы над поверхностью открытого моря выражена над слоем инверсии чрезвычайно слабо, по сравнению с тем, что мы наблюдаем в наземных условиях; температура воздуха, измеренная с точностью $\pm 0,1^{\circ}$, представляет в этих условиях репрезентативную характеристику температурного поля для окрестности радиусом в десятки километров". Это положение М. И. Гольцмана не подтверждается приведенными выше измерениями, хотя следует отметить, что наши измерения сделаны не над поверхностью открытого моря, а над поверхностью суши, но также при наличии инверсии температуры.

Очевидно, большие скорости самолета, при которых производил свои измерения М. И. Гольцман, сгладили возможную термическую неоднородность среды или при его измерениях она отсутствовала. Если основной причиной термической неоднородности можно считать вихревые потоки и турбулентность в атмосфере, то эти явления имеют место в свободной атмосфере так же, как и у земной поверхности, и поэтому трудно ожидать, что измерение температуры воздуха с точностью $\pm 0,1^{\circ}$ даст репрезентативную характеристику атмосферы в радиусе на десятки километров, как склонен думать М. И. Гольцман.

На рис. 4 приведены колебания температуры воздуха в свободной атмосфере по данным аэростатных подъемов. Амплитуда этих колебаний в одном из наших примеров доходит до 2,2°, а учитывая инерцию термоприемников, эту величину следует еще увеличить. Исследование случаев с резкими колебаниями температуры позволит при тщательном их анализе уточнить ряд вопросов, в частности, о точностях температурного зондирования. На основании изложенного нам кажется также неправильным утверждение М. И. Гольцмана о реальности оценки десятой доли градуса при измерениях температуры в свободной атмосфере, в то время, когда для наземных измерений эта реальная точность близка к 1°. Эти положения требуют проверки на значительно большем материале и более точными. Для получения регистрации изменения температуры по времени необходимо прибор длительное время выдерживать на одном уровне, никакие эпизодические подъемы не в состоянии дать детализацию микроструктуры атмосферы.

В качестве примера результатов зондирования, полученных двумя методами, приводятся рис. 5 и 6 и табл. 2.

Результаты одновременных подъемов двух метеорографов даны на рис. 5 для летнего времени, когда подъемы начинались вскоре после восхода солнца, приборы





поднимались на заданную высоту (в нашем случае на 90 и 290 м) и выдерживались на этом уровне несколько часов. Этим методом можно исследовать изменение температуры воздуха во времени. Колебания аэростата по высоте были от-



подъемов аэростата. 1 — 290 м, 2 — 90 м, 3 — 0 м (по термографу). носительно невелики. Согласно рис. 5, у земной поверхности, начиная с 5 час. утра, наблюдался непрерывный рост температуры воздуха. В слое до 300 м отмечалась инверсия температуры, с особенно большими отрицательными градиентами в слое до 90—100 м и переходом почти в изотермию выше — до уровня 290 м. Температура воздуха на уровне 90 м понижалась до 6 час., с последующим повышением, вначале медленным, а затем, с 7 час. более быстрым. Около 6 ч. 30 м.

вместо инверсии температуры во всем слое наблюдалась изотермия и после 7 час. устанавливалось падение температуры с высотой, вначале медленное, постепенно возраставшее к 10 час. Изменение температуры воздуха во времени приведено в табл. 2.

Наибольший интерес представляет ход величины вертикального градиента температуры воздуха γ_1 в слое 0—90 м. Отрицательные значения градиента в утренние часы сменяются положительными значениями с быстрым ростом; величина γ_1 доходит до 2,0° к 10 час., причем уже в 8 час. она более 1°.

В слое 0—290 м градиент температуры достигает величины около 1° только к 10 час.

Ход температуры для осеннего времени дан на рис. 6, а числовые характеристики приведены в табл. 2. Подъемы начинались около 7 час. утра. Инверсия температуры в слое до 260 м была значительно меньше, чем в летний период, и переходила в изогермию около 7 час. 30 мин. Медленный рост температуры

62

n an L наблюдался до 10—11 час. Вертикальный градиент возрастал в основном за счет повышения температуры у земной поверхности при медленном росте на высоте. К 11 час. вертикальный градиент

температуры в этом слое был равен 1,0° и доходил до 1,19°. Более ¹³ подробный анализ отдельных подъемов будет сделан в специальной работе.

По результатам зондирований, приведенным на рисунках и в табл. 2, можно сделать вывод, что метод аэростатных подъемов может дать весьма детальную характеристику нижнего, приземного, слоя атмосферы, получить которую другими методами не представляется возможным.

Пример ступенчатого зондирования приведен в табл. 3.

Обработка велась по ординатам конца ступеньки. По вычисленным



Рис. 6. Средние температуры по данным осенних подъемов аэростата.

1 — 260 м, 2 — 0 м (по термографу).

Т	я	б	π	и	FT.	а	2
	a	υ	л	п	щ	a	- 2

Средние температуры воздуха

	1.14.1					••••					
2000 - C				•	<u> </u>		Ч	асы)	
			5	6	7	8	9	10	113-23	12	5 a. 13 5 a. 1
			Дл	ія ле	тних	дней	(17 c.	тучаев)			
Температур графу . На высоте На высоте	ы по 90 м 290 м $\Delta_1 t$ $\Delta_2 t$ $\Delta_2 t$ $\Delta_2 t$ $\Delta_2 t$ $\Delta_3 t$ $\Delta_4 t$ $\Delta_5 t$	термо	12,8 14,4 14,5 1,6 1,78 -0,1 0,05 1,7 0,59	$ \begin{array}{c} 13,8\\14,3\\14,5\\-0,5\\-0,2\\-0,1\\-0,7\\-0,24\\-1,0\\0,1\\0,0\end{array} $	$\begin{vmatrix} 15,2\\ 14,4\\ 14,5\\ 0,8\\ 0,89\\ -0,1\\ -0,0\\ 0,75\\ 0,2\\ -1,44\\ -0,1\\ 0,0\\ \end{vmatrix}$	16,4 15,1 14,4 1,3 1,44 0,7 0,35 2,0 0,69 -1,2 -0,7 0,1	17,5 16,0 14,7 1,5 1,67 1,3 0,65 2,8 0,97 -1,1 -0,9 -0,3	18,1 16,3 15,0 1,8 2,00 1,3 0,65 3,1 1,07 -0,6 -0,3 -0,3			
a di kacar			Для	aoce	нних	дней	i (9 c.	іучаев)	· · ·		
По термогр. На высоте 5	aфy . 260 M Δt $\Delta_{3}t$ $\Delta_{5}t$				4,6 5,1 0,5 0,19	5,3 4,9 0,4 0,15 0,7 0,2	5,9 5,1 0,8 0,30 0,6 0,2	6,8 5,1 1,7 0,66 -0,9 0,0	7,9 5,3 2,6 1,00 0,0 -0,2	8,5 5,7 2,8 1,08 1,7 0,4	91 6,0 3,1 1,19 0,6 0,3

Примечание. $\Delta_1 t$ — разность температуры от 0 до 90 м; $\Delta_2 t$ — разность температуры от 90 до 290 м, Δt — раз ость температуры от 0 до 290 м; $\Delta_3 t$ — почасовая разность термографа, $\Delta_4 t$ — почасовая разность 90 м метеорографа, $\Delta_5 t$ — почасовая разность 290 м метеорографа; $\gamma_1 \gamma_2$ и γ — соответствующие градиенты.

величинам строился график, с которого снимались значения температуры по высотам через 50 м. Подъем до 340 м и спуск продолжались около 1 часа 30 мин. Следовательно, за 6 час. можно было сделать четыре зондирования и по полученным для каждого уровня восьми точкам нанести кривые изменения температуры во времени.

Таблица З

	······································	ويكانا مسادة الجاكانة ببيوني كالترجيبي ويتنا			بمجروراتکته معدد محد م		
	Подъем			Спуск			
	<u>Время</u> ч. м.	Высота, м	Температура	Время ч. м.	Высота, м	Температура	
		Пер	вый подъ	ем	* .		
Земля	6 24	0	-12,2	7 54	10	-11,8	
1 ступ. 2 ступ. 3 ступ. 4 ступ. 5 ступ. 6 ступ.	6 26 6 34 6 42 6 50 6 58 7 06	54 110 168 223 280 342	$ \begin{array}{r} - 8,7 \\ - 7,8 \\ - 7,4 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ \end{array} $	7 48 7 41 7 34 7 27 7 20 7 13	70 121 178 238 292 342	$ \begin{array}{r} - 9,5 \\ - 7,1 \\ - 6,9 \\ - 6,8 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \end{array} $	
		Вто	рой подъе	ем			
Земля	7 58	10	-11,8	9 13	11		
1 ступ. 2 ступ. 3 ступ. 4 ступ. 5 ступ. 6 ступ.	8 03 8 10 8 17 8 24 8 32 8 40	65 120 174 230 292 342	$ \begin{array}{r} -10,7 \\ - 8,3 \\ - 7,5 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ - 7,1 \\ \end{array} $	9 08 9 01 8 54 8 47 8 40 8 32	73 122 184 244 294 342	- 9,5 - 7,9 - 7,5 - 7,1 - 7,1 - 7,1	

Ступенчатый подъем аэростатного метеорографа за 6/III с выдержками на каждой ступеньке по 6 мин.

Ступеньки (площадки) делались, как правило трехминутные, но были отдельные случаи выдержек по 5 и даже 6 мин. При совершенно отчетливой ступенчатой записи давления кривая температуры сравнительно редко вычерчивалась в виде горизонтальных ступенек, за исключением случаев инверсий. Это обстоятельство указывало на значительную инерцию термоприемника.

Вместе с тем, ступенчатая запись даже с трехминутными выдержками требует сравнительного большого, не менее 30 мин., промежутка времени для достижения максимальной высоты и спуска. При быстром изменении температуры по времени получающиеся таким методом значения температуры по высотам оказываются несравнимыми.

Ввиду изложенного, по нашему мнению, при возможности поднимать только один метеорограф более целесообразно производить подъем и спуск с одинаковой небольшой вертикальной скоростью, вводя в дальнейшую обработку поправки на инерцию термоприемника и гигрометра. При одновременной регистрации скорости ветра это не будет представлять большой трудности. Учитывая же имеющие место резкие колебания температуры воздуха во времени, для измерения суточного хода ее желательно применять метод длительной выдержки нескольких метеорографов, причем каждого на определенном уровне.

Нами проведено сравнение разных аэрологических методов для исследования нижнего слоя атмосферы. Для летнего периода взяты были 15 случаев одновременных подъемов в 5 час. утра радиозонда, самолетного и аэростатного метеорографов. Результаты этих сравнений даны на рис. 7 a — для 15 подъемов во всех условиях погоды, на рис. 7 δ — для 8 подъемов с ветром у земли не менее 2—3 м/сек., на рис. 7 в — для 7 подъемов со штилем или ветром не более 1 м/сек. у земли.

В 5 час. утра все три метода во всех случаях дают инверсию температуры у земной поверхности.

Таблица 4

Высота, м	Все случаи		При ветре		При штиле	
	аэростат — самолет	аэростат — радиозонд	аэростат — самолет	аэростат — радиозонд	аэростат — самолет	аэростат — радиозонд
0 50 100 150 200 250	0,2 1,2 1,4 1,0 0,7 0,7	0,2 1,1 1,5 1,3 1,2 1,1	0,1 0,8 0,9 0,8 0,8 0,8 0,9	-0,2 0,7 0,9 0,8 0,8 0,9	0,4 1,7 2,0 1,2 0,7 0,8	0,2 1,5 2,2 1,8 1,7 1,9

Разности температур по высотам в 5 час. утра летнего времени для разных методов зондирования

Следует отметить, что самолетные подъемы и подъемы радиозонда дают более близкие значения температуры, хотя, как правило, самолетный метод несколько менее сглаживает ход температуры по высотам, чем подъемы радиозонда. Показа-



Рис. 7. ПРаспределение температуры по данным аэростатного метеорографа, самолетного метеорографа и ралиозонда в летнее время. 1 — аэрос атный метеолограф, 2 — самолетный метеорограф, 3 — гадиозонд. а) все дни, б) дни с ветром (не меньше 3 м/сек.), в) дни со слабым ветром (меньше 1 м/сек.).

ния самолетного метеорографа и радиозонда значительно отличаются от показаний аэростатного метеорографа. Величина приземной инверсии по данным аэростатных подъемов получается значительно глубже, причем в нижнем слое на высоте 100 м эта разница особенно велика и составляет для всех случаев около 1,5°, уменьшаясь с высотой, и на уровне 250 м эти расхождения лежат в пределах 0,7-1,0°.

При анализе рис. 7 а можно было допустить, что такая разница в измерении температуры разными методами в нижнем слое могла быть вызвана влиянием на термоприемник аэростатного метеорографа солнечной радиации, особенно при подъемах, когда скорость ветра у земли мала или наблюдается штиль. В этом случае было опасение, что из-за отсутствия должной вентиляции термоприемника аэростатного метеорографа при солнце, хотя и немного, но все же поднявшемся в 5 час. утра над горизонтом, термоприемник мог нагреться. Поэтому эти случаи были разбиты на две группы — подъемы при наличии у земли ветра и подъемы при штиле или слабом ветре.

При ветре, как следует ожидать, величина приземной инверсии температуры несколько меньше, но опять аэростатные подъемы дают инверсию значительно

5 Труды ГГО, вып. 28 (90)

более глубокой, чем два других метода, показания которых почти. совпадают. Разницы в температурах на разных высотах получаются меньшие по сравнению с первым случаем и лежат в пределах $0.8 - 0.9^{\circ}$ во всем слое, следовательно, при слабых инверсиях самолетный и радиозондовый методы дают значения, более близкие к аэростатному методу. Наконец, для подъемов при слабых ветрах или штилевых условиях все методы дают более глубокую приземную инверсию и снова самолетный метеорограф, и особенно радиозонд, сильно сглаживают ее по сравнению с наблюдениями аэростатным метеорографом. Особенно велики разности (до $2,0-22^{\circ}$) в слое около 100 м. Они несколько уменьшаются для самолета к 250 м. Очевидно, высота солнца в 5 час, еще не настолько нелика, чтобы вызвать значительное нагревание термоприемника аэростатного метеорографа.

Следует отметить, что аэростатные подъемы взяты с трех- и пятиминутными выдержками на уровнях через 50 м, поэтому к высоте 250 м аэростатный метеорограф придет через 20-30 мин., но за этот период нельзя рассчитывать на большое изменение температуры на высоте в 250 м. Согласно рис. 3, за 30 мин. от 5 до 5 час. 30 мин., изменения температуры на высоте 290 м, не наблюдается. Следовательно, можно считать, что слой в 250-300 м, проходимыя радиозондом и самолетом за 40-50 сек., не может быть детально обследован этими методами. Распределения температуры получаются, особенно при глубоких инверсиях, значительно сглаженными; отклонения температуры от реальных значений в слое 100-150 м достигают $1,5-2,5^{\circ}$ и несколько меньше в более высоких слоях: на высоте $250 \text{ м} - 0,6 - 1,0^{\circ}$.

Такиз же расхождения по высотам в температуре, полученной разными методами, нужно ожидать и для случаев с большими положительными градиентами, особенно при их сверхадиабатическом значении. Только случаи с изотермией и малыми величинами вертикального градиента температуры будут регистрироваться всеми методами без больших расхождений, но такие положения очень редки в атмосфере.

Можно считать, что только метод аэростатных подъемов в состоянии дать более детальное распределение метеорологических элементов в нижнем слое атмосферы, приближающееся весьма близко к ее реальным условиям.

Однако, если методика подъема привязного аэростата для исследования приземных слоев более или менее разработана, то вопрос о приборах еще далек от окончательного разрешения.

Существенным недостатком применявшегося нами метеорограф, снижающим ценность наблюдений и сокращающим область применения получаемых результатов, является отсутствие регистрации ветра и влажности. Чтобы устранить этот недостаток, изготовлен новый аэростатный метеорограф. Стремясь обой и неизбежные трудности с конструированием нового прибора и связанную с этим потерю времени, мы остановились на змейковом метеорографе Аэрологической обсерватории ГГО (конструкция П. А. Молчанова), изменив его в соответствии с поставленными требованиями и с возможностью подъема при штилях следующим образом.

Вращение барабана осуществляется часовым механизмом. Анемометрические полушария используются для измерения средней скорости ветра, причем регистрация средней скорости ветра подобна существующей в метеорографах и заключается в следующем. Полушария анемометра связаны червячной передачей с эксцентриком, на который опирается перо. Эксцентрик вращается со скоростью, зависящей от скорости ветра, и перо прочерчивает на барабане пилообразную кривую. Скорость ветра определяется по частоте зубцов.

Без изменения остается регистрация порывистости (мгновенных скоростей) ветра, введенная в свое время П. А. Молчановым. Приемником служат две лопасти, расположенные симметрично относительно оси их вращения. При ударах ветра лопасти поворачиваются на угол, зависящий от силы ветра и сопротивления плоской пружины, связанной с осью вращения лопастей. Сила порывов определяется по длинам дуг, прочерчиваемых пером на барабане, а частота порнвов — по расстояниям между этими дугами.

Для измерения влажности воздуха оставлен волосной гигрометр, состоящий из пучка волос, разделенного на две пряди. Для регистрации влажности перо соединено с серединой пучка, что при сохранении длины волоса обеспечивает большую чувствительность прибора.

Приемник температуры состоит из двух биметаллических пластин, поставленных таким образом, что без дополнительных пружин выбираются люфты и устраняется мертвый ход пера. Чувствительность повышена за счет удлинения рычагов, прикрепленных к пластинам, и доведена до 2,5 мм ординаты на 1°. Коэфициент температурной инерции приемника на приборе без кожуха при скорости обдувания около 1 м/сек. составляет около 2 мин. Исследования инерции в кожухе предполагается произвести в дальнейшем по окончании разработки конструкции кожуха,

предусматривающей улучшение естественной вентиляции и уменьшение влияния солнечной радиации.

Приемник давления состоит из анероидных коробок и собран по типу станционного барографа. Термокомпенсация его не предусматривается. Чувствительность записи давления 0,4—0,5 мм ординаты на 1 мб. Вес прибора около 2 кг.

На рис. 8 показан внутренний вид такого метеорографа.

Специальной вентиляции не предусмотрено, и возможность перегрева устраняется соответствующим видоизменением кожуха.

Образец записи метеорографа дан на рис. 9. Верхняя пилообразная запись дает среднюю скорость ветра. Вторая крива» соответствует записи приемника порывистости ветра.

Три следующих кривых относятся к записям относительной влажности, температуры и давления.

По своей чувствительности прибог предназначен для исследования нижнего слоя атмосферы высотою до 500 м.

Далее остановимся на методике применения привязных шаров для исследования приземного слоя атмосферы.



Рис. 8.

Главной геофизической обсерваторией несколько лет назад было организовано опытное микроаэрологическое исследование нижнего слоя атмосферы по заданию Всесоюзного научно-исследовательского института влажных субтропиков. В задание входили разработка и испытание метода и приборов для исследования слоя до 250—300 м. Эти исследования проводились для изучения зимних инверсий температуры в условиях пересеченного рельефа над территорией посадочных участков субтропических культур и выяснения высоты эффекта обогрева.

Методика проведения работы не утратила своего значения и в настоящее время, поэтому кратко опишем ее.

Полевые исследования и обработка материала были проведены Е. П. Варуш-киной,

Приземные инверсии в период февраль—март в субтропиках наблюдались при штилях или слабых скоростях ветра и достигали наибольшего развития в ночное время и в ясную или малооблачную погоду.

Наилучшим методом в наших условиях был бы метод змейковых аэростатов небольшой кубатуры, но, к сожалению, такого аэростата в тот период в ГГО не

 5^{*}

имелось. Использование змейковых подъемов из-за малых скоростей ветра также было исключено. Поэтому остановились на применении привязных шаров малой кубатуры. Использованы были оболочки № 100, наполняемые водородом до подъемной силы около 2 кг.

Шар поднимался на тонкой хлопчатобумажной или шелковой нити. Обычно брался шнур от спиннинга и наматывался на легкую деревянную ручную лебедку. Лебедка была складной и вместе с шаром легко переносилась одним человеком с места на место. Это было одним из обязательных требований к методу, поскольку подъемы приходилось делать в разных точках пересеченного рельефа, часто лишенного каких-либо дорог для передвижения.

Основным недостатком метода привязных шаров была невозможность подъема при скорости ветра у земли в 3—4 м/сек. и больше, так как в таких условиях шар относило ветром в сторону и прижимало к земле. Приходилось также пре-



Рис. 9. Запись метеорографа. Воейково. Подъем 5/IV 1951 г. 9.50-11.10.

кращать подъем, если шар попадал на высоте в слой с такими скоростями ветра; в этом случае горизонтальный снос исключал набор высоты. Поэтому, как показал опыт исследования, редко удавалось поднять шар на высоту больше 200—250 м, являвшуюся высотой хошмов. Даже ночью на этом уровне часто наблюдался ветер в 3—5 м/сек. при штиле или очень слабом ветре внизу и в слое до 200 м.

В соответствии с выбранным методом исследования необходимо сыло подобрать прибор.

Остановились на легком зондовом метеорографе системы проф. П. А. Молчанова, несколько переделав его. Для вращения барабана, вместо пропеллера, был поставлен часовой механизм со скоростью оборота барабана за 10 мин.

Так как подъемы должны были совершаться в феврале— марте преимущественно в ночное время и изредка днем при малой высоте солнца, то оказалось возможным использовать имеющуюся в зондовом метеорографе вертикальную вентиляцию приемников без каких-либо переделок.

Наибольшие трудности были при подборе чувствительности приемников. Как известно, зондовый метеорограф, рассчитанный на подъем до больших высот, имеет сравнительно грубую чувствительность всех приемников метеорологических элементов, которая совершенно не подходит при микроаэрологических исследова-

ниях. Но поскольку мы не ставили задачу подбора новых, более чувствительных приемников, пришлось выбирать наиболее рациональные сочетания в длинах рычагов и других факторов для максимально возможного увеличения чувствительности. Например, для получения более устойчивой записи приемника температуры при максимально возможной его чувствительности, без каких-либо механических смещений пера приемника, были поставлены вместо одной две биметаллические пластинки и проведен ряд других улучшений (уменьшено трение в осях и т. д.). И все же чувствительность приемников зондового метеорографа была явно недостаточной для наших целей и составляла по температуре около 1,6 мм ординаты на 1°, по давлению — около 0,15 мм ординаты на 1 мм давления и по относительной влажности — около 0,20 мм ординаты на 1°/о влажности.

Основной элемент для определения высоты — давление — определялось очень грубо, и практически для слоя 200—300 м ордината изменялось всего на 4—5 мм. Поэтому пришлось рекомендовать определять высоту прибора базисными теодолитными наблюдениями, независимо от записи метеорографа. В ночное время к нити подвязывался фонарик со свечой. Беря синхронные точки на метеорограмме, удавалось относительно точно определять высоту прибора в данный момент времени. Этот метод определения высоты зондового метеорографа применялся почти во всех подъемах прибора. На местности было выбрано несколько баз длиною от 250 до 300 м, на которые и переносились теодолиты при перемене места зондирования, и только для некоторых, особенно пересеченных участков базисных наблюдений не было; тогда высота определялась по показаниям барокоробки. Метод определения высоты прибора с помощью базисных наблюдений хотя и можно рекомендовать при такого рода работах, но он все же требует не менее трех наблюдателей и хорошего совпадения времени отсчетов по теодолитам и синхронных точек на записи метеорографа.

Этот метод, несмотря на ряд недостатков, давал значительно большую точность в определении высоты прибора по сравнению с определением, высоты по барометрической формуле, при относительно грубых для наших целей определениях давления по записи прибора.

К сожалению, приемник температуры также не отличался высокой чувствительностью. Из всех возможных ошибок приемника температуры наиболее важной была его тепловая инерция. Согласно общеизвестной формуле, величина тепловой инерции приемника определяется следующим образом:

$$T = T_1 + a \frac{dT}{dh} \cdot \frac{dh}{d\tau}$$
,

где T — температура воздуха, T_1 — температура термоприемника, a — коэфициент термической инерции термоприемника, dT/dh — величина вертикального температурного градиента и $dh/d\tau$ — скорость поднятия прибора.

В наших условиях при исследовании зимних инверсий величина dT/dh может иметь очень большие значения, поэтому необходимо вторую величину $dh/d\tau$ сделать возможно меньшей. Скорость подъема прибора можно обеспечить любую. Так, в наших зондированиях скорость выпуска нити, а при штилевых условиях погоды являющаяся и скоростью подъема прибора, была установлена в 0,5 м/сек., т. е. 30 м в минуту. До высоты 300 м при такой скорости прибор поднимался за 10 мин. Спуск проводился значительно быстрее и в обработку не шел. Никаких площадок при подъеме не делалось. Указанная скорость подъема прибора обеспечивала минимально необходимую вентиляцию приемников прибора и при больших значениях вертикального температурного градиента сохраняла относительно небольшими значения разности между T и T_1 . Все же запаздывание биметаллического приемника составляло не менее 0,5°. Поэтому приводимые при обработке значения температуры воздуха в десятых долях градуса имеют не абсолютное, а относительное значение и указывают скорее на ход изменения температуры воздуха, чем. на ее абсолютную величину. Приемником для измерения относительной влажности воздуха был пучок волос, закрепленный обычным для зондового метеорографа способом.

Для контроля за возможными смещениями по вертикали барабана и получения базисной линии было установлено фиксовое перо. В связи с введением часового механизма и увеличением веса прибора пришлось придать большую жесткость всей конструкции прибора.

В период экспедиционных работ требовалась особо тщательная подготовка прибора к подъему. С этой задачей прекрасно справилась Е. П. Варушкина, обеспечив высокое качество записей прибора, позволивших производить снятие с кривых записи ординат с точностью до 0,1—0,2 мм. Ординаты снимались обычно с помощью лупы, причем слой сажи наносился на ленте таким образом, чтобы миллиметровая сетка была заметной на глаз. Бумага бралась плотной с точно изготовленной сеткой.

Поскольку при подъемах почти всегда соблюдалась постояной скоростьподъема прибора, обработку можно было вести по характерным точкам. Как правило, в каждом подъеме наблюдалась инверсия температуры, часто весьма глубо-



Рис. 10. Распределение температуры воздуха при обогреве растений. 9/III. а) пункт 1. 1—1 ч. 25 м. до обогрева, 6 ч. 46 м. во время обогрева. 6) пункт 2. 1—7 ч. 15 м. сразу после обогрева, 6 ч. 05 м. при начале обогрева.

кая. По особым точкам метеорограммы вычислялись значения метеорологических элементов, высота бралась из базисных наблюдений, если она была вычислена: достаточно точно; по этим данным строился график. По заданию распределение температуры и влажности воздуха нужно было дать до 50 м через 10 м и далее до конца подъема через 25 м. С графика снимались значения указанных выше элементов по заданным уровням.

Было обработано 18 подъемов, из которых 16 в приземном слое до высоты, подъема 100—200 м наблюдалась инверсия температуры, отсутствовавшая только в полуденные часы и над вершинами холмов. Не останавливаясь в данной работе подробно на результатах всех 18 подъемов, рассмотрим некоторые из них с методической стороны.

Предложенный метод позволил, в частности, определить высогу, на которую распространялся эффект обогрева. На рис. 10 дано распределение температуры по высоте при обогреве цитрусовых плантаций нефтяными грелками по данным подъемов, проведенных в двух разных пунктах обогреваемой плошади.

На рис. 10 *а* дано распределение температуры до обогрева по данным подъема в 1 час. 25 мин. Ясная безоблачная погода и слабый, почти штилевой, ветер создавали угрозу заморозков к утру. Второй подъем проведен в 6 час. 46 мин. в той же точке в период обогрева. Температура у земной поверхности понизилась всего на 0,3°. Эффект обогрева в этом пункте отмечен до высоты, примерно, 20 м, причем на 10 м температура повысилась на 0,2°. Результаты подъемов при обогреве в другом пункте приведены на рис. 10 б. Первый подъем проведен в 6 час. 05 мин. в начале обогрева и второй — сразу же по окончании обогрева

в 7 час. 15 мин. В этом случае эффект обогрева у земной поверхности вызвал повышение температуры на 2,1°, причем инверсия температуры у земной поверхности после обогрева исчезла и наблюдалось падение температуры. Результат обогрева на уровне 10 м составил 1,5° и распространился, как и в первом случае, почти до высоты 20 м.

Эти два примера показывают, что даже такой несовершенный метод и прибор могут показать ход изменения темперагуры при сравнительно тонких условиях опыта.

Далее ряд подъемов был сделан для исследования ночных и зимних инверсий в условиях пересеченного рельефа.

Пример развития ночной инверсии при безоблачном небе дан на рис. 11. Измерения температуры были проведены при подъемах в 1 час 20 мин. до высоты 250 м и в 04 часа 17 мин. — до высоты 200 м. За это время у земной поверхности температура воз-





духа понизилась на 1,5°, а на высоте 30 м наблюдалось повышение температуры на 1,1°. При общем повышении высоты слоя инверсии температуры со 100 до 120 м резкое изменение величины вертикального градиента температуры



Рис. 12. Изменение температуры воздуха у берега моря от ночи к дню. 28/11. 1-3 ч. 19 м., 2-13 ч. 56 м.

произошло только в приземном слое толщиною в 30 м. Эти подъемы производились в небольшом ущелье, и понижение температуры у земной поверхности было вызвано стоком холодного воздуха со склонов, ограничивающих ущелье. Ход изменения температуры выше слоя 30 м в двух подъемах был почти одинаков. Наконец, на рис. 12 приведены суточные амплитуды температуры воздуха в небольшом ущелье по результатам подъемов в 3 часа 19 мин. и в 13 час. 56 мин. Здесь ночью высота инверсии температуры была выше 250 м, причем резкий перелом в ходе температуры отмечен на уровне 50 м. Днем инверсия температуры в приземном слое, как обычно, исчезала. Наибольшее повышение температуры днем было в нижнем слое и распространилось до 200-250 м, а особенно сильное повышение отмечалось до высоты 50-80 м. Очевидно, суточный ход температуры в данной точке в зимнее время захватывает слой 200-250 м.

Таким образом, приведенные примеры показывают, что данный истод и приборвозможно применять для некоторых исследований нижнего слоя агмосферы. Необходимо, конечно, вести дальнейшее усовершенствование методов инкроаэрологических наблюдений.

ЛИТЕРАТ УРА

1. Гольцман М. И. Основы методики аэрофизических измерений. Гостекиздат, 1950.

