

06  
Т 78

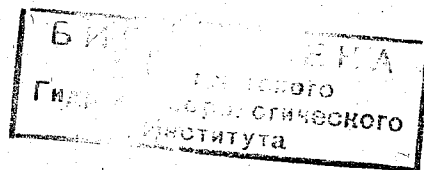
ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Т Р У Д Ы  
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ  
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 133

ВОПРОСЫ ОБЩЕЙ И СИНОПТИЧЕСКОЙ  
КЛИМАТОЛОГИИ

Под редакцией  
д-ра геогр. наук  
О. А. ДРОЗДОВА



ГИМИЗ

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1962

## АННОТАЦИЯ

Выпуск содержит работы, обобщающие опыт синоптико-климатологических прогнозов погоды, а также статьи по вопросам установления связей между метеорологическими и гелиогеофизическими явлениями и учету влияния орографии на метеорологические процессы северного полушария. Освещаются исследования месячных аномалий температуры воздуха, атмосферного давления и осадков на территории СССР, а также принципиальные стороны изучения макротурбулентности в климатологии. Кроме того, в сборнике рассматриваются некоторые особенности переноса воздушных масс в различные сезоны года над Восточной Сибирью и Дальним Востоком.

Сборник рассчитан на широкий круг климатологов, синоптиков и геофизиков.

## ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ОКЕАНОВ

В статье представлены новые карты теплового баланса океанов, дан анализ карт и сравнение их с картами «Атласа теплового баланса», рассмотрены средние широтные величины составляющих теплового баланса отдельных океанов и Мирового океана в целом.

С момента выхода в свет «Атласа теплового баланса», изданного в 1955 г. [1], до настоящего времени в советской и зарубежной литературе появились новые данные по метеорологическому режиму океанов и прилегающих к ним морей [9, 10 и др.]. Одновременно в результате работ, выполненных в Главной геофизической обсерватории, усовершенствовалась методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса.

Поскольку материалы по тепловому балансу океанов имеют большое значение, была поставлена задача уточнить и детализировать имеющиеся карты теплового баланса океанов, используя новейшие климатологические данные и уточненную методику расчета.

В этой статье публикуются новые карты теплового баланса океанов.

Изменения, которые внесены в методику климатологических расчетов составляющих теплового баланса [3] при построении новых карт, сводятся к следующему.

1. Расчеты радиационного баланса выполнены по уточненной методике, изложенной в работе [4].

2. В расчетных формулах для определения затраты тепла на испарение и турбулентного теплообмена с атмосферой найдено новое, более точное, значение коэффициента пропорциональности. Эти формулы имеют вид:

$$LE = Lau(q_w - q), \quad (1)$$

$$P = ac_p u(\theta_w - \theta), \quad (2)$$

где  $LE$  — затрата тепла на испарение;  $L$  — скрытая теплота парообразования;  $u$  — скорость ветра;  $q_w - q$  — дефицит удельной влажности, рассчитываемый по температуре испаряющей поверхности;  $P$  — турбулентный теплообмен с атмосферой,  $c_p$  — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении,  $\theta_w - \theta$  — разность температур поверхности воды и воздуха;  $a$  — коэффициент пропорциональности.

Значение коэффициента  $a$  для уровня судовых наблюдений по данным для всего Мирового океана, полученное в Главной геофизической обсерватории [3] и использованное при построении карт «Атласа теплового баланса», было равно  $2,4 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>. В новых расчетах затраты

тепла на испарение и расчетах турбулентного теплообмена с атмосферой принята величина коэффициента  $a = 2,5 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. несколько бóльшая, чем в предшествующих расчетах. Это значение коэффициента  $a$  получено по замыканию уравнения теплового баланса для Мирового океана (как и при построении предыдущих карт «Атласа теплового баланса» [3]), но по новым метеорологическим данным.

3. В расчетах затраты тепла на испарение при определении дефицита влажности по температуре испаряющей поверхности учтено влияние солености морской воды на упругость водяного пара вблизи водной поверхности. Упругость водяного пара принималась равной  $0,98E_w$ , где  $E_w$  — упругость насыщения при температуре поверхности воды. При вычислениях скрытой теплоты парообразования  $L$  она определялась по формуле

$$L = 597 - 0,56 \theta_w,$$

где  $\theta_w$  — температура воды.

Величины теплообмена поверхности океанов с более глубокими слоями в связи с действием течений определены так же, как и при построении карт «Атласа теплового баланса», алгебраическим сложением значений радиационного баланса, затраты тепла на испарение и турбулентного теплообмена поверхности океанов с атмосферой.

Использованные в расчетах климатологические данные о температуре и влажности воздуха, облачности, температуре воды и скорости ветра взяты из «Морского климатического атласа мира» [9], климатических и гидрологических атласов окраинных морей Советского Союза, ряда монографий по климату района антарктических вод [6, 11] и др. Эти материалы освещают всю акваторию Мирового океана, за исключением сравнительно небольшой ее части, покрытой многолетним льдом.

Расчеты составляющих теплового баланса океанов и прилегающих к ним морей были выполнены для 238 районов, равномерно расположенных на поверхности океанов и морей.

По результатам выполненных расчетов было построено 40 мировых карт составляющих теплового баланса океанов: 13 карт радиационного баланса (годовая и месячные), 13 карт затраты тепла на испарение, 13 карт турбулентного теплообмена и 1 (годовая) карта переноса тепла в связи с действием течений. Кроме этого, было построено 13 карт суммарной радиации и 13 карт испарения. Здесь приводятся 12 карт из перечисленных серий, в том числе карты для годового периода и карты для января и июля.

Рассмотрим эти карты.

Распределение суммарной солнечной радиации, приходящей на поверхность Мирового океана, носит в основном зональный характер (рис. 1). В тропических широтах наблюдаются наибольшие значения радиации, превосходящие 160 ккал/см<sup>2</sup>год. По направлению к высоким широтам обоих полушарий величины суммарной радиации закономерно уменьшаются до значений, меньших 60 ккал/см<sup>2</sup>год.

Вблизи экватора большая облачность уменьшает суммарную радиацию. Нарушение зональности в распределении суммарной радиации наблюдается в восточных районах тропических зон океанов и на северо-западе Индийского океана, где имеет место уменьшение облачности. В первом случае оно связано с влиянием пассатных инверсий и холодных морских течений, во втором — с выносом сухих континентальных масс воздуха.

Действием этих причин объясняется наличие в Индийском океане двух максимумов суммарной радиации, равных примерно 200 ккал/см<sup>2</sup>год.

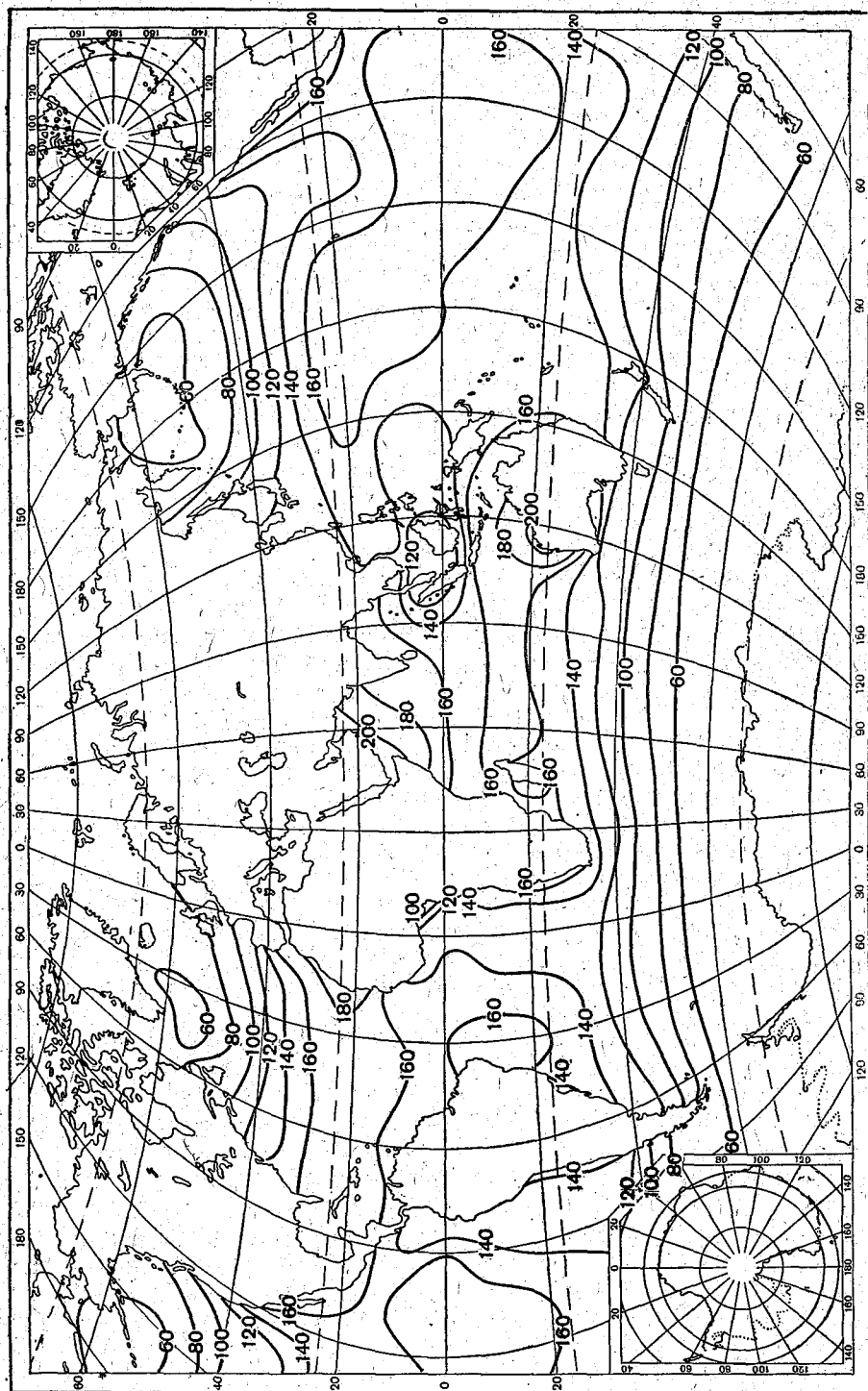


Рис. 1. Суммарная радиация, ккал/см<sup>2</sup>·год. Годовые величины.

Один из этих максимумов располагается на северо-западе океана, другой — северо-западнее Австралии.

При сопоставлении этой карты с аналогичной картой Атласа теплового баланса обнаруживаются заметные различия в умеренных широтах обоих полушарий, где в ряде районов на вновь построенной карте значения суммарной радиации меньше на 20—30 ккал/см<sup>2</sup>год. В тропических широтах, наоборот, на новой карте отмечается некоторое увеличение значений суммарной радиации.

Распределение изолиний годовых значений радиационного баланса (рис. 2) имеет много общего с распределением суммарной радиации, так как пространственные изменения эффективного излучения заметно меньше изменений суммарной радиации. Максимальные величины радиационного баланса располагаются в тех же районах, что и максимумы суммарной радиации, и составляют 120—140 ккал/см<sup>2</sup>год. Минимальные значения радиационного баланса (меньше 20 ккал/см<sup>2</sup>год) наблюдаются у кромки плавучих льдов. Следует отметить, что годовые суммы радиационного баланса на всей не покрытой льдом акватории Мирового океана положительны.

Особенности распределения радиационного баланса за отдельные месяцы можно видеть на рис. 3 и 4. Для зимних месяцев (январь в северном полушарии, июль в южном полушарии) характерна строгая зональность и значительная изменчивость радиационного баланса по широте: от величин около 8—10 ккал/см<sup>2</sup>месяц в экваториальных и тропических широтах до сравнительно небольших отрицательных значений в высоких широтах; при этом радиационный баланс становится отрицательным в обоих полушариях выше 45—47° северной и южной широты. В летние месяцы изолинии заметно отклоняются от зонального распределения, причем области повышенного и пониженного радиационного баланса соответствуют локализации областей повышенной и пониженной облачности; широтная же изменчивость радиационного баланса меньше — от 12—14 до 6—8 ккал/см<sup>2</sup>месяц.

Радиационный баланс на вновь построенных картах в тропических широтах примерно на 10 ккал/см<sup>2</sup>год больше, чем на картах «Атласа теплового баланса». Это связано с увеличением новых значений суммарной радиации, а также с некоторым уменьшением эффективного излучения в новых расчетах. В умеренных и высоких широтах суммы радиационного баланса на сравниваемых картах мало различаются, так как отмеченное выше уменьшение суммарной радиации в новых расчетах компенсируется уменьшением эффективного излучения.

Распределение годовых сумм затрат тепла на испарение (рис. 5) определяется двумя основными факторами: радиационным балансом и переносом тепла морскими течениями.

Совместное действие этих двух факторов приводит к тому, что зональный в основном характер распределения затрат тепла на испарение нарушается заметными отклонениями. Изменение годовых сумм затраты тепла на испарение по широте довольно велико: от 100—120 ккал/см<sup>2</sup>год в тропических широтах до 20 ккал/см<sup>2</sup>год у границы льдов. В экваториальных широтах, несмотря на значительный приток радиационного тепла, затраты тепла на испарение не превышают 60—80 ккал/см<sup>2</sup>год из-за большой влажности воздуха.

Нарушения зональности, обусловленные течениями, связаны с влиянием течений на температуру испаряющей поверхности. Результаты действия морских течений отчетливо видны на карте, особенно заметно действие теплых течений Гольфстрима и Куро-Сию, где дефицит влажности воздуха оказывается повышенным не только из-за высокой температуры

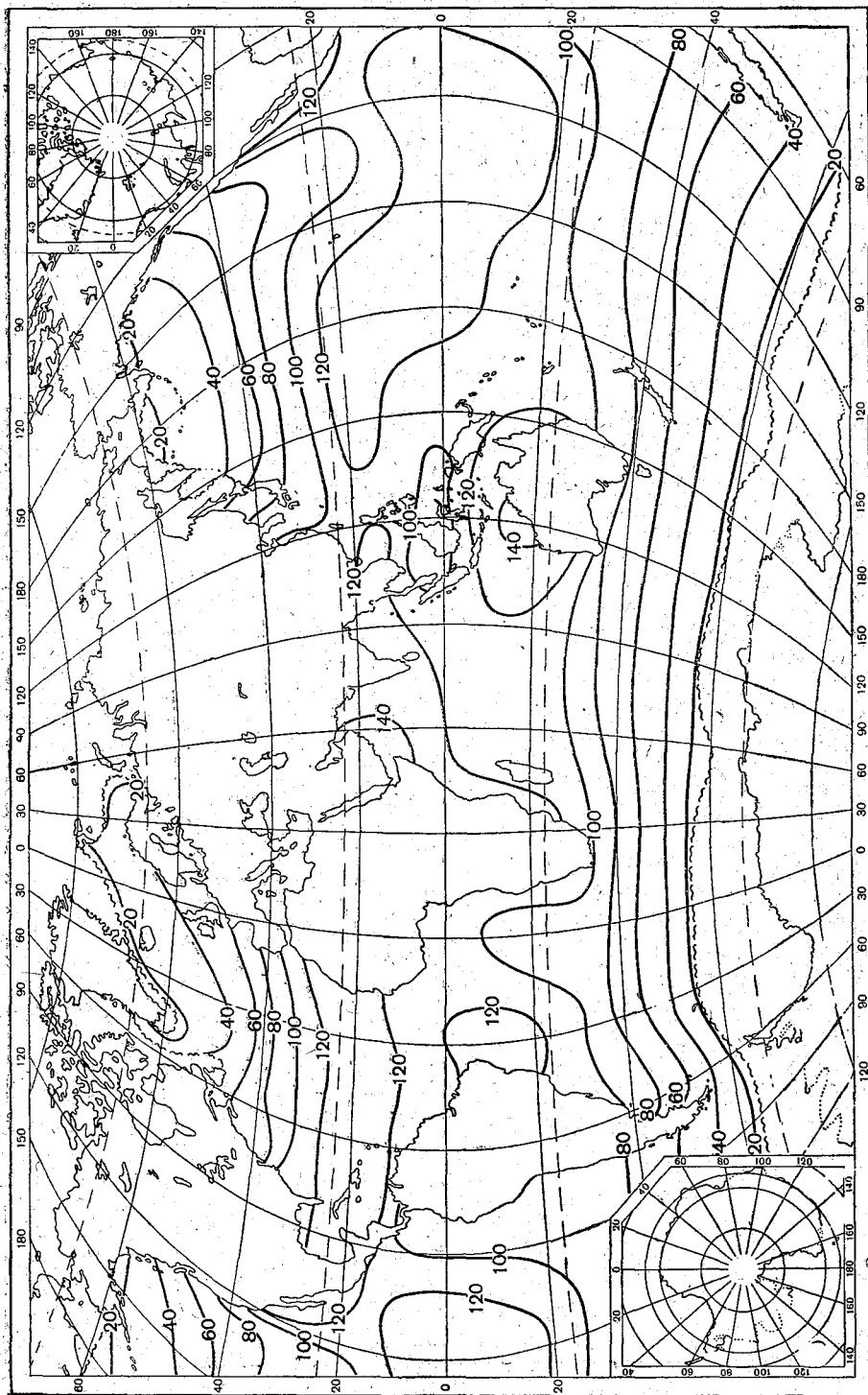


Рис. 2. Радиационный баланс,  $\text{kcal/cm}^2\text{год}$ . Годовые величины.

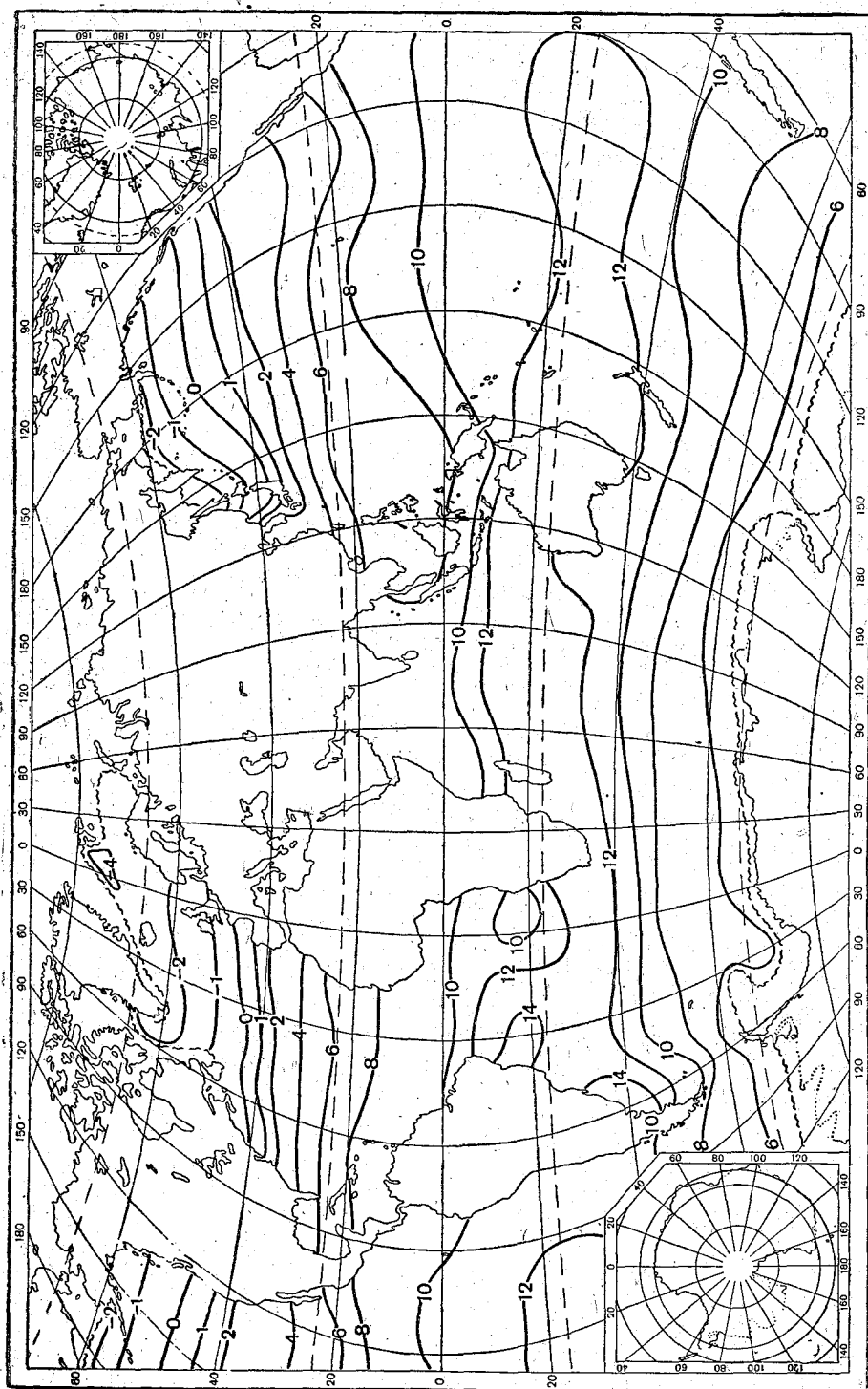


Рис. 3. Радиационный баланс, ккал/см<sup>2</sup>·мес., Январь,



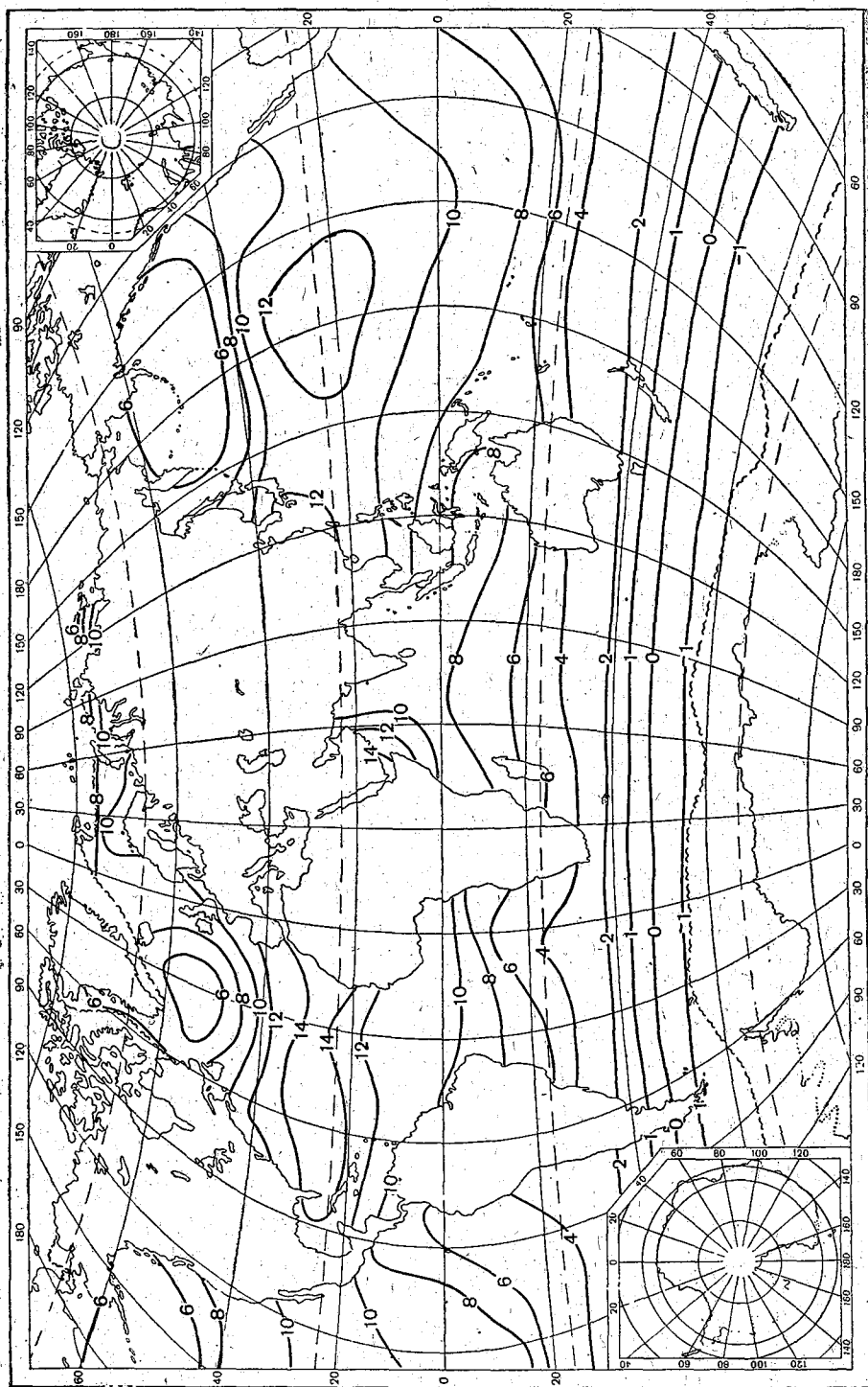


Рис. 4. Радиационный баланс, ккал/см<sup>2</sup> месц. Июль

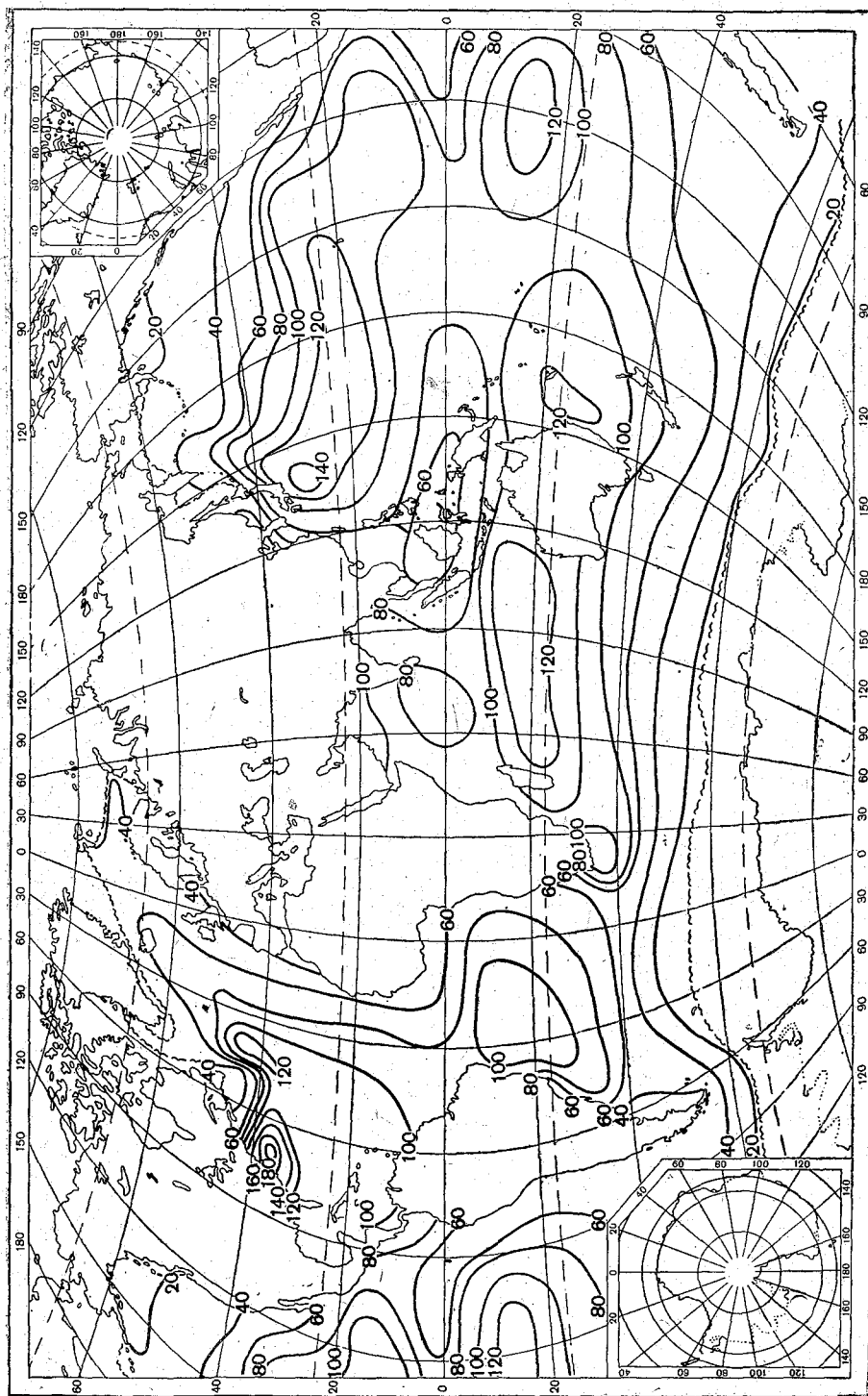


Рис. 5. Загарага тепла на испарение, ккал/см²год. Годовые величины.

воды, но и из-за сравнительно низкой влажности воздуха, притекающего в эти районы с континентов Северной Америки и Азии.

Наибольший расход тепла на испарение в северном полушарии имеет место в районах действия Гольфстрима (больше  $180 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$ ) и Куро-Сию (больше  $140 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$ ). В южном полушарии максимальные затраты тепла на испарение составляют  $120 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$ .

Распределение затраты тепла на испарение для зимних месяцев (рис. 6 и 7) аналогично годовому распределению. В эти месяцы отчетливо проявляется влияние теплых течений. В летние месяцы расход тепла на испарение лимитируется главным образом притоком радиационного тепла, поэтому картина распределения испарения с поверхности океанов упрощается.

Величины испарения с поверхности океанов пропорциональны величинам затраты тепла на испарение, поэтому закономерности их распределения (рис. 8) те же.

По сравнению с картами «Атласа теплового баланса» на новых картах сильнее проявляется влияние морских течений на испарение с поверхности океанов. Это выражается в характере изолиний и в больших контрастах испарения в районах действия теплых и холодных течений.

На годовой карте турбулентного теплообмена поверхности океана с атмосферой (рис. 9) видно, что почти на всей акватории океанов в сумме за год происходит потеря тепла океанами в форме турбулентного теплообмена. Наибольшая теплоотдача с поверхности океанов в атмосферу имеет место в западных и северо-западных районах океанов северного полушария, где в результате натекания холодных континентальных масс воздуха из Северной Америки и Азии на теплую поверхность океанов в районах действия Гольфстрима и Куро-Сию создаются большие разности температуры воды и воздуха. Здесь турбулентная теплоотдача превышает  $30\text{—}40 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$ . В более южных районах океанов, особенно вблизи экватора, где в течение года температурные различия между поверхностными водами и протекающими над ними воздушными потоками малы, турбулентная теплоотдача с поверхности океанов не превышает  $5 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$ . В южном полушарии ввиду отсутствия резких контрастов температур вода — воздух теплоотдача значительно меньше, чем в северном полушарии: ни в одном из районов она не превосходит  $15 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$ .

Отрицательные годовые суммы теплообмена с атмосферой наблюдаются в зонах Калифорнийского и Фольклендского холодных течений, в районе выхода на поверхность океана холодных глубинных вод в Аравийском море и на небольшом участке южной Атлантики, где воздушные массы, притекающие из более низких широт, теплее поверхностных вод океана. Но по абсолютным значениям отрицательные величины турбулентного потока тепла невелики.

Так же как и затрата тепла на испарение, годовые суммы турбулентного теплообмена с атмосферой складываются в основном из величин осенне-зимнего периода.

Как видно на карте за январь (рис. 10), в северном полушарии потеря тепла океаном достигает  $6\text{—}8 \text{ ккал/см}^2 \text{ месяц}$ . В южном же полушарии зимой (июль) она, как правило, не превышает  $3 \text{ ккал/см}^2 \text{ месяц}$  (рис. 11). В летние месяцы в обоих полушариях турбулентный теплообмен между поверхностью океанов и атмосферой всюду близок к нулю.

Вновь построенные карты турбулентного теплообмена поверхности океана с атмосферой в общем сходны с соответствующими картами «Атласа теплового баланса», хотя и отличаются от них в некоторых деталях.

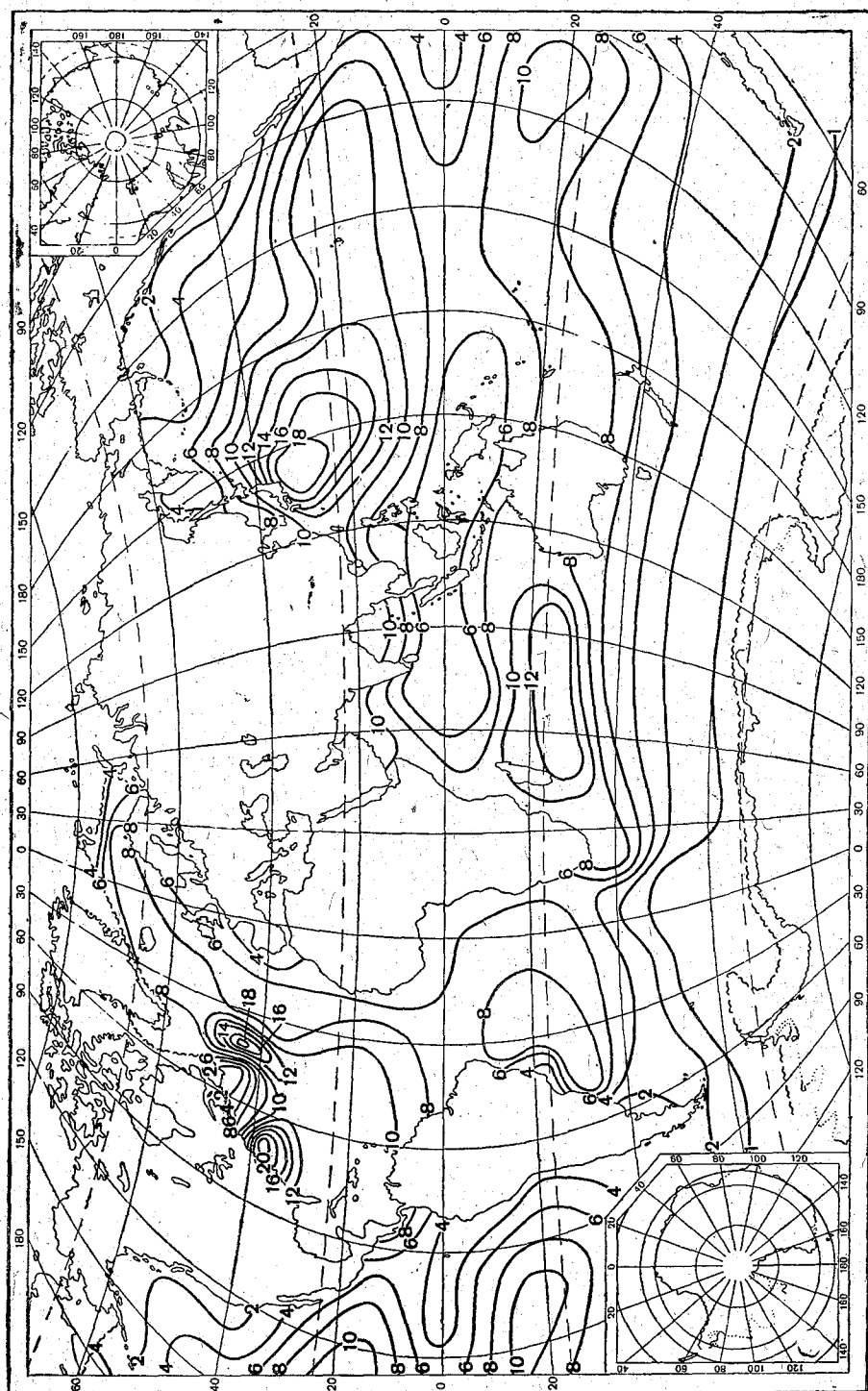


Рис. 6. Заграта тепла на испарение, ккал/см<sup>2</sup>мес.ц. Январь.

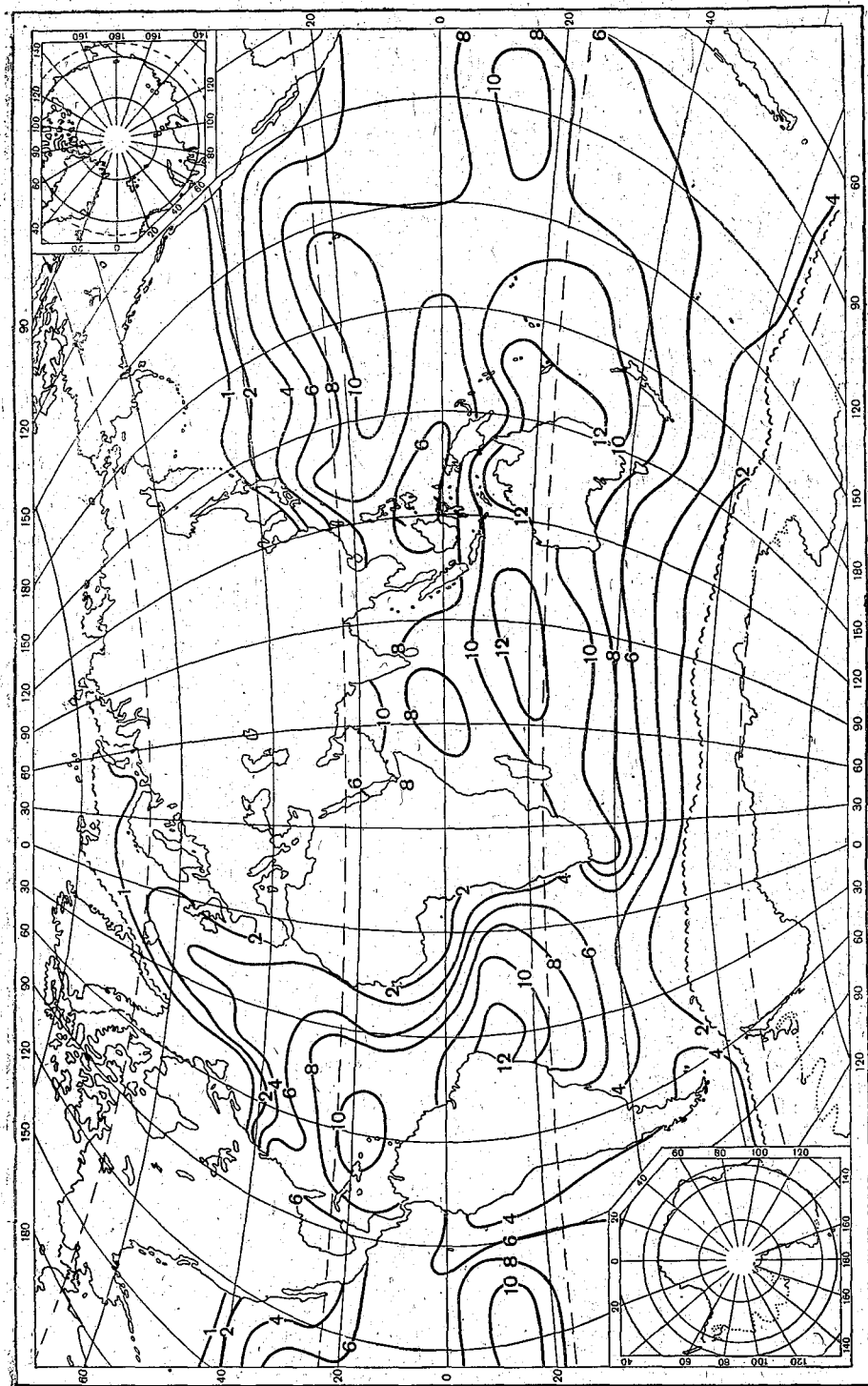


Рис. 7. Затраты тепла на испарение, ккал/см<sup>2</sup>мес. Июль.

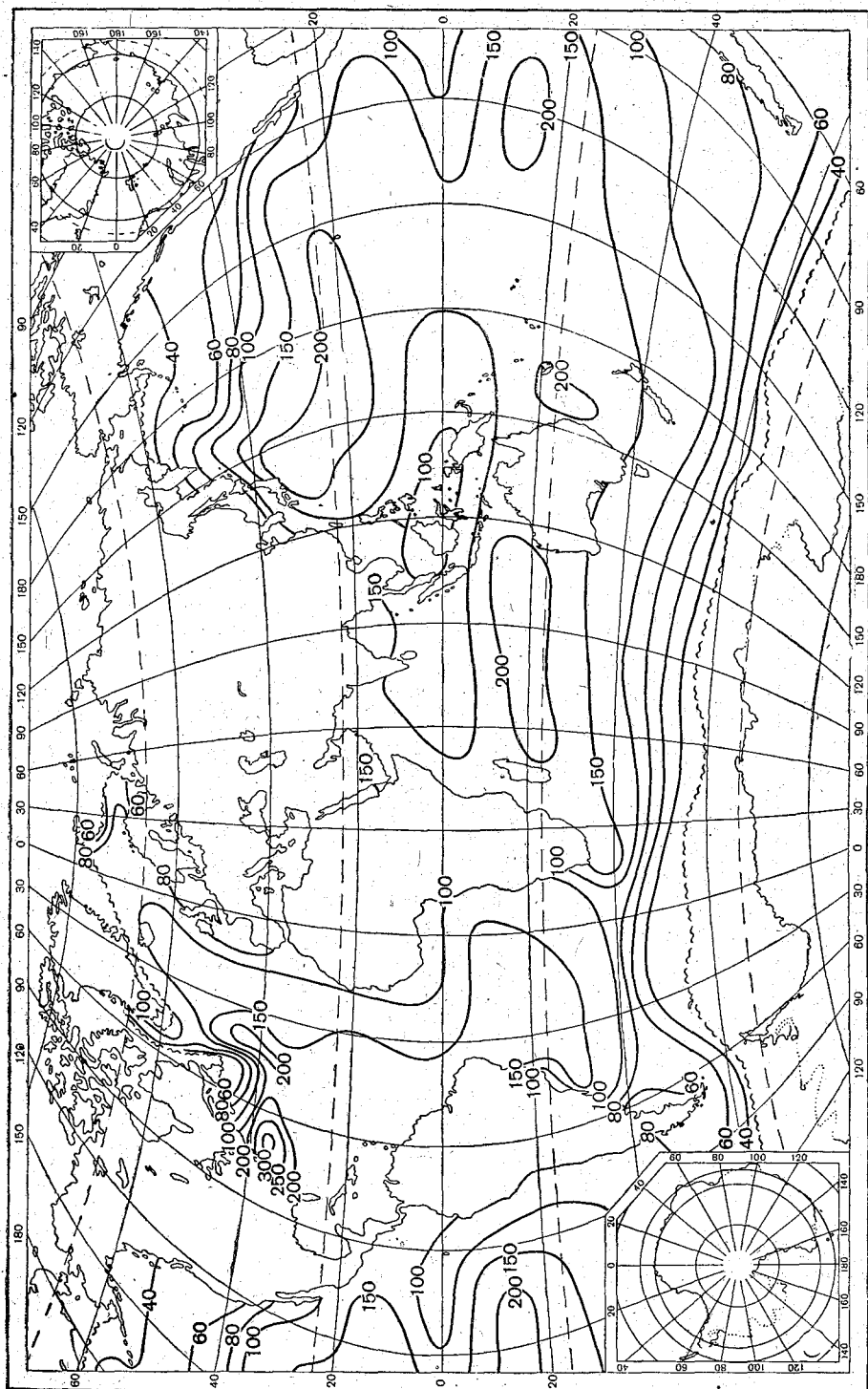


Рис. 8. Испарение, см/год. Годовые величины.

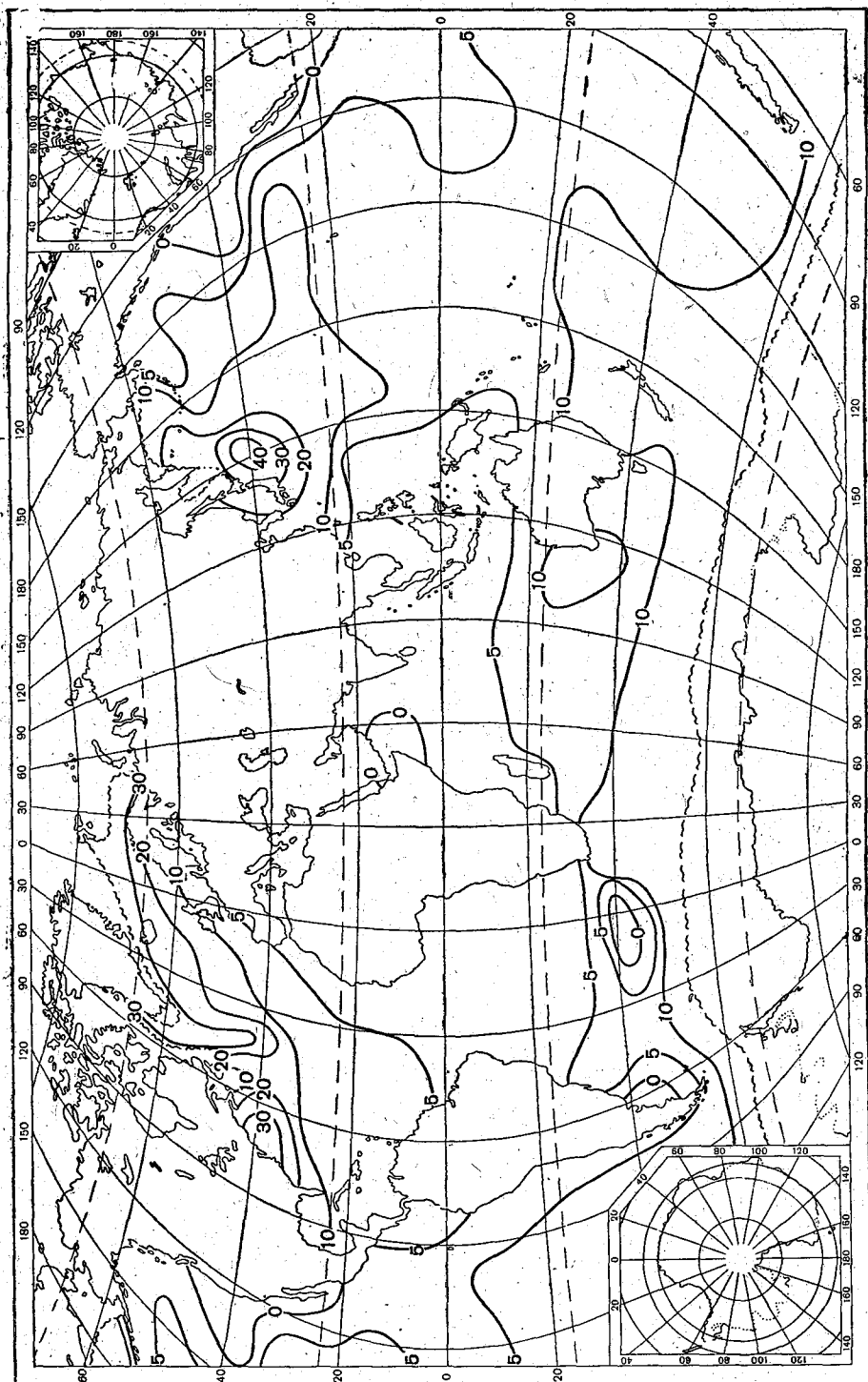


Рис. 9. Турбулентный теплообмен с атмосферой, ккал/см<sup>2</sup>/год. Годовые величины.

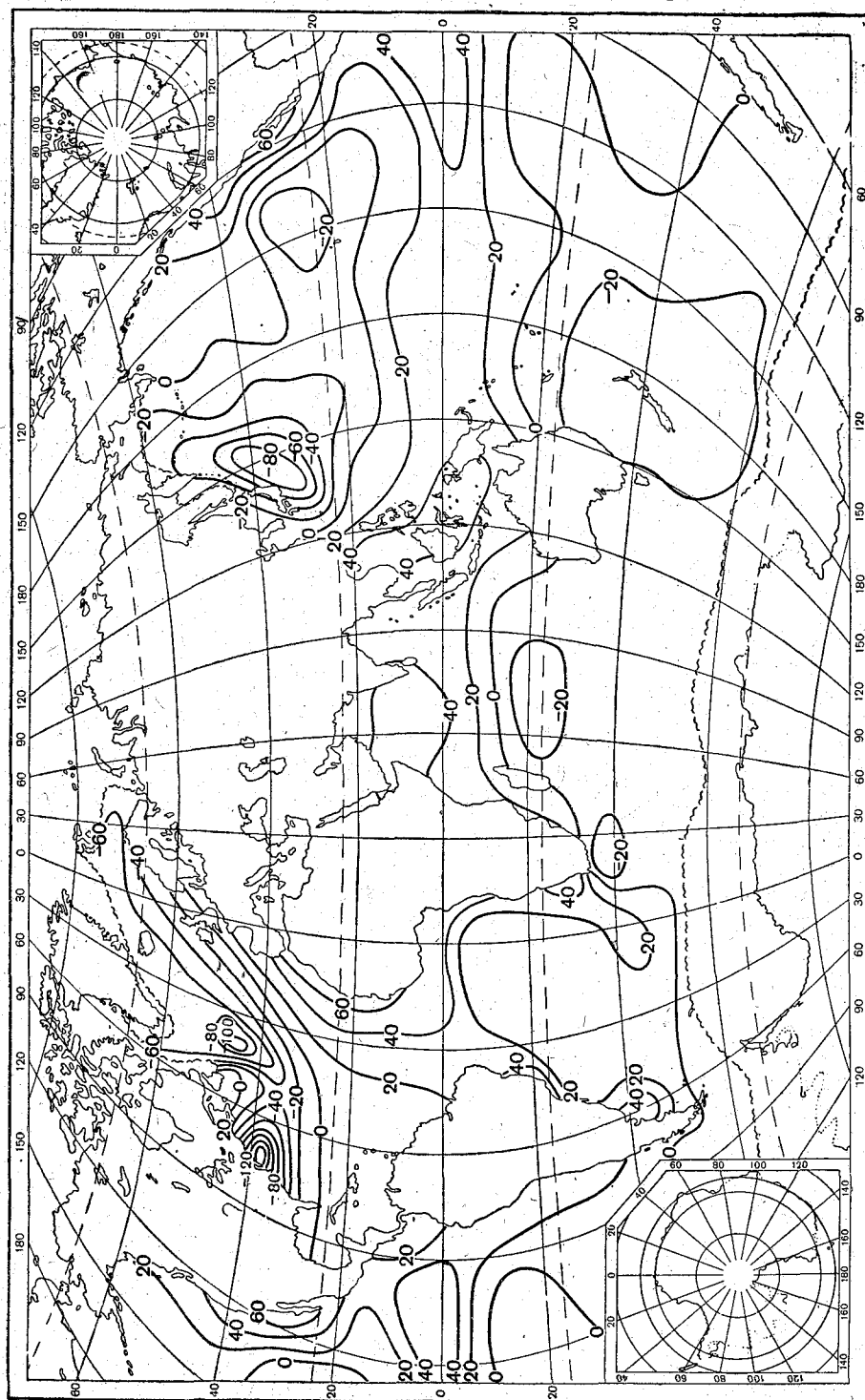


Рис. 12. Тепло, получаемое или теряемое поверхностью океана в связи с действием морских течений, ккал/см<sup>2</sup>-год. Годовые величины.



На рис. 12 представлена годовая карта, на которой нанесены значения остаточного члена уравнения теплового баланса — тепла, получаемого или теряемого поверхностью океанов в связи с действием морских течений. Эта карта интересна тем, что она показывает роль течений и атмосферной циркуляции в обмене теплом между поверхностью и более глубокими слоями океанов. В экваториальных и отчасти в тропических широтах обоих полушарий в результате большого притока радиационного тепла и пониженного расхода его на испарение и турбулентный теплообмен с атмосферой воды океанов приобретают до  $20\text{--}40$  ккал/см<sup>2</sup> год. По направлению к более высоким широтам обоих полушарий накопление тепла океаническими водами уменьшается. Количество радиационного тепла оказывается уже недостаточным для того, чтобы покрыть расход тепла на испарение и турбулентную теплоотдачу, и поэтому к поверхности океанов поступает тепло, приносимое течениями из более глубоких слоев. Области наибольшей отдачи тепла водами океана в атмосферу лежат в северном полушарии между широтами  $30\text{--}45^\circ$ , в районах действия Гольфстрима и Куро-Сю. Как уже отмечалось выше, в этих районах в холодное полугодие происходит взаимодействие теплых вод океана с потоками холодного континентального воздуха Северной Америки и Азии. Это создает условия для повышенной потери тепла более глубокими слоями океанов — до  $80\text{--}120$  ккал/см<sup>2</sup> год. В южном полушарии вследствие отсутствия больших контрастов температур вода — воздух потери тепла с поверхности океанов не превышает  $20$  ккал/см<sup>2</sup> год.

В районах действия холодных течений на всех широтах обоих полушарий поверхностные воды, получая тепло от солнца и атмосферы, передают значительную его часть глубинным слоям. В северном полушарии через поверхность океанов в областях Канарского и Калифорнийского течений в глубины океанов поступает до  $60$  ккал/см<sup>2</sup> год. В южном полушарии поверхностные воды Перуанского, Бенгуэльского и Фольклендского течений передают в ниже лежащие слои несколько меньшее количество тепла — до  $40$  ккал/см<sup>2</sup> год.

Данная карта наименее точна по сравнению с картами основных составляющих теплового баланса, поскольку величины, представленные на ней, получены как остаточный член в уравнении теплового баланса; следовательно, они суммируют ошибки определения всех составляющих баланса. Несмотря на это, получено хорошее согласование районов накопления и потери тепла с районами действия теплых и холодных течений, причем согласование отчетливее, чем на соответствующей карте «Атласа теплового баланса», особенно в северной части Тихого океана и в океанах южного полушария. Это свидетельствует о большей достоверности вновь построенных карт теплового баланса океанов.

Полученный заново картографический материал по тепловому балансу океанов позволил уточнить средние широтные величины годовых сумм основных составляющих теплового баланса по каждому океану в отдельности и Мировому океану в целом (табл. 1).

Следует отметить, что районы акватории Мирового океана, покрытые льдом, недостаточно освещены метеорологическими наблюдениями, поэтому при осреднении составляющих теплового баланса по Мировому океану в целом для этих районов взяты приближенные оценки. Исключение составляют величины радиационного баланса. Они сняты с карты годовых сумм радиационного баланса северного полушария [4]. Значения остальных составляющих в этих районах оценены приближенно с учетом имеющихся материалов [5, 7 и др.]. Это не вносит заметных ошибок в расчет, так как площадь районов, покрытых льдом, не превышает 9% от общей площади Мирового океана.

Таблица 1

Средние широтные величины составляющих теплового баланса океанов в ккал/см<sup>2</sup> год

| Широта        | Атлантический океан |     |    |     | Индийский океан |     |    |     | Тихий океан |     |    |     | Мировой океан |     |    |     |
|---------------|---------------------|-----|----|-----|-----------------|-----|----|-----|-------------|-----|----|-----|---------------|-----|----|-----|
|               | R                   | LE  | P  | A   | R               | LE  | P  | A   | R           | LE  | P  | A   | R             | LE  | P  | A   |
| 70—60         | 23                  | 40  | 20 | —37 |                 |     |    |     | 25          | 22  | 11 | —8  | 23            | 33  | 16 | —26 |
| 60—50         | 34                  | 61  | 21 | —48 |                 |     |    |     | 47          | 41  | 12 | —6  | 29            | 39  | 16 | —26 |
| 50—40         | 58                  | 73  | 15 | —30 |                 |     |    |     | 78          | 77  | 13 | —12 | 51            | 53  | 14 | —16 |
| 40—30         | 93                  | 100 | 14 | —21 |                 |     |    |     | 105         | 107 | 10 | —12 | 83            | 86  | 13 | —16 |
| 30—20         | 120                 | 102 | 8  | 9   |                 |     |    |     | 115         | 102 | 6  | 7   | 113           | 105 | 9  | —1  |
| 20—10         | 121                 | 96  | 7  | 18  | 132             | 93  | 1  | 38  | 115         | 102 | 6  | 7   | 119           | 99  | 6  | 14  |
| 10—0          | 114                 | 78  | 4  | 32  | 120             | 80  | 2  | 38  | 113         | 80  | 5  | 28  | 115           | 80  | 4  | 31  |
| 0—10          | 113                 | 85  | 3  | 25  | 115             | 88  | 3  | 24  | 116         | 82  | 5  | 29  | 115           | 84  | 4  | 27  |
| 10—20         | 109                 | 97  | 3  | 9   | 118             | 114 | 5  | —1  | 111         | 102 | 6  | 3   | 113           | 104 | 5  | 4   |
| 20—30         | 101                 | 89  | 4  | 8   | 107             | 114 | 8  | —15 | 98          | 97  | 9  | —8  | 101           | 100 | 7  | —6  |
| 30—40         | 87                  | 71  | 5  | 11  | 83              | 87  | 9  | —13 | 80          | 79  | 10 | —9  | 83            | 80  | 8  | —5  |
| 40—50         | 59                  | 40  | 6  | 13  | 56              | 56  | 10 | —10 | 57          | 62  | 10 | —15 | 57            | 54  | 9  | —6  |
| 50—60         | 25                  | 20  | 10 | —5  | 26              | 25  | 10 | —9  | 32          | 42  | 10 | —20 | 28            | 31  | 10 | —13 |
| 60—70         | 12                  | 11  | 10 | —9  | 12              | 12  | 10 | —10 | 14          | 17  | 10 | —13 | 13            | 14  | 9  | —10 |
| Океан в целом | 82                  | 72  | 8  | 2   | 85              | 77  | 7  | 1   | 86          | 78  | 8  | 0   | 82            | 74  | 8  | 0   |

Условные обозначения:

R — радиационный баланс,

LE — затрата тепла на испарение,

P — турбулентный теплообмен между поверхностью океана и атмосферой,

A — теплообмен между поверхностью океана и ниже лежащими слоями.

Из данных табл. 1 видна малая изменчивость радиационного баланса в тропических и экваториальных широтах и быстрое убывание его величин от тропических широт к умеренным. Зона с максимальным радиационным балансом на акватории всего Мирового океана располагается в поясе высокого давления северного полушария между  $10^{\circ}$ — $20^{\circ}$  с. ш. В тропических зонах обоих полушарий, как уже отмечалось, повышенные значения радиационного баланса наблюдаются в Индийском океане. Во внетропических широтах южного полушария радиационный баланс всех трех океанов различается мало. В северном полушарии различия в значениях радиационного баланса Атлантического и Тихого океанов сказываются уже с  $10^{\circ}$  с. ш.: радиационный баланс Атлантики несколько выше, чем в Тихом океане. Объясняется это тем, что районы Тихого океана, начиная с указанных широт, являются более облачными. Кроме того, в высоких широтах часть поверхности Тихого океана в холодное время года покрыта льдом, что уменьшает величины поглощенной радиации.

Сравнивая значения радиационного баланса каждого океана по полушариям, можно заметить, что в экваториальных и тропических широтах северного полушария радиационный баланс заметно выше, чем в южном, особенно в Индийском и Атлантическом океанах. Во внетропических широтах Атлантического океана значения радиационного баланса также всюду выше в северном полушарии, чем в южном; для Тихого океана характерно обратное соотношение.

Рассматривая далее средние величины затраты тепла на испарение, отметим резко выраженные максимумы, равные  $100$ — $105$  ккал/см<sup>2</sup> год в поясах высокого давления обоих полушарий. Вблизи экватора затрата тепла на испарение заметно меньше — всего  $80$ — $84$  ккал/см<sup>2</sup> год. Можно указать, что в приэкваториальной зоне не наблюдается существенного различия в испарении с поверхности отдельных океанов.

Сопоставляя распределение величины затраты тепла на испарение в отдельных океанах, следует обратить внимание на особенность Индийского океана. В его тропической зоне, расположенной в южном полушарии, наблюдается абсолютный максимум испарения, в той же зоне северного полушария значение затраты тепла на испарение, наоборот, меньше, чем во всех других океанах. Последнее обусловлено тем, что в результате сгона воды от Аравийского полуострова и выхода здесь на поверхность холодных глубинных вод дефицит влажности оказывается пониженным.

Во внетропических широтах северного полушария с поверхности Атлантического океана испаряется наибольшее количество воды, особенно в высоких широтах. Так, севернее  $50^{\circ}$  широты испарение в Атлантике почти втрое больше, чем в Тихом океане. Это обусловлено влиянием теплого Северо-Атлантического течения, проникающего далеко на север. Влиянием резко выраженных теплых течений в Северной Атлантике объясняется и то, что испарение в северной части океана больше, чем в южной.

Во внетропических широтах южного полушария соотношение между испарением с Атлантического и Тихого океанов обратно отмеченному в северном полушарии. Индийский океан по условиям испарения в этих широтах не отличается существенно от двух других океанов.

Широтная изменчивость турбулентного теплообмена с атмосферой очень невелика, причем в противоположность другим составляющим теплового баланса поверхности океанов максимальные величины наблюдаются в высоких широтах.

Что касается последней составляющей теплового баланса — тепло-

обмена поверхности океана с более глубокими слоями, то можно видеть, что в тропической зоне всех океанов обоих полушарий происходит накопление тепла на глубинах, особенно вблизи экватора.

Во внетропических широтах каждый океан имеет свои особенности в изменении этой составляющей баланса с широтой. Для Тихого океана характерно, что в обоих полушариях, начиная примерно с 20-й параллели по направлению к полюсам, уже происходит потеря тепла глубинными водами океана. Слабовыраженный максимум наблюдается в зоне 40—60° ю. ш. в связи с действием теплого Восточно-Австралийского течения.

Переход от положительной к отрицательной величине теплообмена поверхности океана с более глубокими слоями в Индийском океане начинается примерно там же, где и в Тихом океане, и далее с возрастанием широты величина теплообмена поверхности океана с глубинами изменяется мало.

Среднее широтное распределение теплообмена между поверхностью океана и ниже лежащими слоями в Атлантическом океане отличается от других океанов следующим: довольно постоянное небольшое накопление тепла водами океана продолжается и во внетропической зоне южного полушария, лишь с 50° ю. ш. начинается потеря тепла. В северном полушарии теплонакопление также продолжается до широт несколько больших, чем в Тихом океане, но с 30° с. ш. отмечается потеря тепла, резко возрастающая к полюсу. Значительное превышение этой величины в Атлантическом океане по сравнению с Тихим океаном обусловлено той же причиной, что и превышение испарения.

Если рассматривать широтное распределение теплообмена между поверхностью и более глубокими слоями по Мировому океану в целом, то можно указать, что в северном полушарии ход теплообмена поверхности с глубокими слоями отражает особенности Северной Атлантики, в южном полушарии на широтное распределение этой величины оказывают влияние два других океана.

Как показывают данные таблицы, общий поток тепла между поверхностью океана и ниже лежащими слоями равен нулю не только по Мировому океану в целом, но и близок к нулю для каждого океана, что означает отсутствие значительного теплообмена между отдельными океанами. Следует однако указать, что небольшой избыток тепла, поглощенный поверхностью Атлантического океана (около 2 ккал/см<sup>2</sup> год), по видимому, расходуется в Северном Ледовитом океане в связи с действием Северо-Атлантического течения.

При суммировании составляющих теплового баланса по каждому океану в целом различия между океанами сглаживаются. В результате получается, что для Индийского и Тихого океанов все составляющие очень близки между собой. Для Атлантического океана радиационный баланс и затрата тепла на испарение оказываются несколько меньше, чем для других океанов.

Соотношение между составляющими теплового баланса отдельных океанов характерно и для всего Мирового океана: из 82 ккал/см<sup>2</sup> год радиационного баланса 74 ккал/см<sup>2</sup> год расходуются на испарение, тогда как турбулентный теплообмен с атмосферой составляет 8 ккал/см<sup>2</sup> год.

Интересно сравнить вычисленные средние широтные величины составляющих теплового баланса с данными, полученными в Главной геофизической обсерватории [2] и в новейшей из зарубежных работ — работе Альбрехта [8]. Такое сравнение можно провести для всего Мирового океана в целом.

На рис. 13—16 приведены кривые широтного распределения состав-

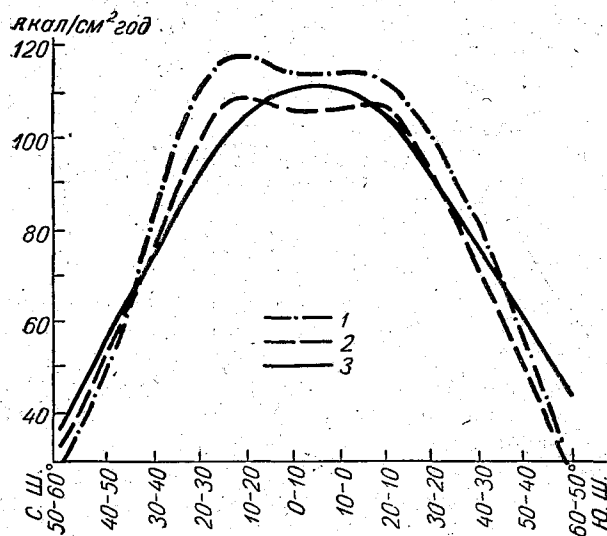


Рис. 13. Распределение средних широтных величин радиационного баланса Мирового океана, полученных по результатам расчетов: автора (1), ГГО, 1956 г. (2) и Альбрехта (3).

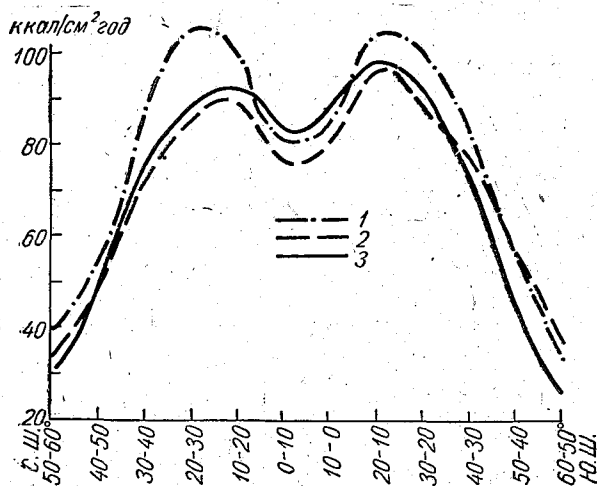


Рис. 14. Распределение средних широтных величин затраты тепла на испарение Мирового океана. Усл. обозначения см. рис. 13.

ляющих теплового баланса Мирового океана по результатам названных исследований.

Сравнивая кривые широтного распределения радиационного баланса, полученные в двух расчетах Главной геофизической обсерватории, можно видеть, что они имеют сходную форму с минимумом вблизи экватора. Кривая, построенная по результатам расчетов Альбрехта, отличается от них; на кривой в этих широтах отмечаются максимальные значения

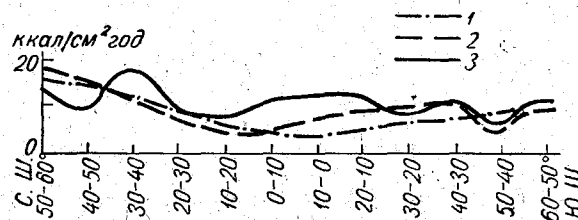


Рис. 15. Распределение средних широтных величин турбулентного теплообмена поверхности Мирового океана с атмосферой. Усл. обозначения см. рис. 13.

чения радиационного баланса. Такое распределение вряд ли соответствует действительности, поскольку повышенная облачность вблизи экватора уменьшает величины радиационного баланса.

Ход кривых широтного распределения затраты тепла на испарение во всех трех исследованиях аналогичен. По абсолютным величинам ре-

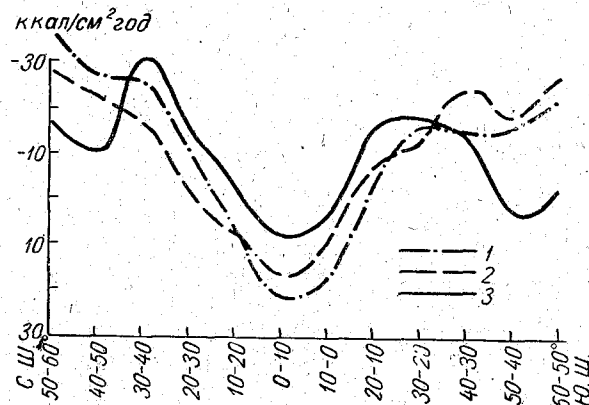


Рис. 16. Распределение средних широтных величин тепла, получаемого или теряемого поверхностью Мирового океана в связи с действием течений. Усл. обозначения см. рис. 13.

зультаты предшествующих работ дают пониженные значения затраты тепла на испарение в тропических широтах.

При рассмотрении кривых широтного распределения турбулентного теплообмена поверхности океана с атмосферой можно отметить, что они в общем сходны между собой. Однако на кривой Альбрехта видны максимумы и минимумы, которые едва ли имеют физическое объяснение, в частности минимальные значения турбулентной теплоотдачи в умеренных широтах северного полушария и довольно высокие значения ее вблизи экватора.

Широтное распределение тепла, переносимого течениями, по результатам обоих расчетов, выполненных в Главной геофизической обсерватории, во многом подобно расчетам Альбрехта, но более закономерно, в частности в умеренных широтах обоих полушарий.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас теплового баланса. (Под ред. М. И. Будыко). Гидрометеиздат, Л., 1955.
2. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеиздат, Л., 1956.
3. Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Зубенок Л. И. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Труды ГГО, вып. 48 (110), 1954.
4. Будыко М. И., Ефимова Н. А., Мухенберг В. В., Строкина Л. А. Радиационный баланс северного полушария. Изв. АН СССР, сер. географическая, № 1, 1961.
5. Лайтман Д. Л. Некоторые закономерности теплового режима Центральной Арктики. Труды ААНИИ и ГГО, т. 226. Вопросы физики пограничного слоя атмосферы в Арктике. Изд-во «Морской транспорт», Л., 1959.
6. Таубер Г. М. Антарктика, ч. 1. Основные черты климата и погоды. Гидрометеиздат, Л., 1956.
7. Яковлев Г. Н. Турбулентный теплообмен ледяного покрова с воздухом в Центральной Арктике. Сб. «Проблемы Арктики», вып. 2, 1957.
8. Albrecht Fritz. Jahreskarten des Wärme- und Wasserhaushaltes des Ozeane. Berichte des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 66 (Band 9). 1960.
9. U. S. Office of Naval Operations, U. S. Navy Marine. Climatic Atlas of the World, vol. I. North Atlantic Ocean, 1955; vol. II, North Pacific Ocean, 1956; vol. III, Indian Ocean, 1957; vol. IV, South Atlantic Ocean, 1958; vol. V. South Pacific Ocean, 1959.
10. U. S. Navy Hydrographic Office, Oceanographical Atlas of the Polar Seas. Part I, Antarctic, 1957.
11. Vowinkel E. Das Klima des Antarktischen Ozeans. Arch. für Met. Geoph. und Biokl. SB, B7, 2 Hf., 1957.

Л. П. СПИРИНА

## ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЕВРОПЕЙСКОЙ ТЕРРИТОРИИ СССР И В ЗАПАДНОЙ СИБИРИ ЗА ПОСЛЕДНИЕ ДЕСЯТИЛЕТИЯ

В работе проведено сопоставление на репрезентативность многолетних изменений температуры и осадков по отдельным станциям с изменениями площадных характеристик (по Л. А. Вительсу).

Построены графики средних пятилетних (нескользящих) величин, с помощью которых определена вероятность изменения хода температуры и знака аномалии через 1, 2, 3 и 4 пятилетия.

Выявлено существенное различие температурного режима в эпохи положительных и отрицательных аномалий циклического хода солнечной активности.

Исследованию многолетних колебаний климата посвящена обширная литература. Особенно много работ опубликовано в последние 20 лет в связи с тем, что в эти годы наблюдались весьма резкие изменения многих характеристик климата и гидрологического режима. Обзор некоторых из этих работ дан в статьях С. П. Хромова [7] и И. Е. Бучинского [1].

Задачей настоящего исследования являлось более детальное рассмотрение колебаний температуры на Европейской территории СССР и в Западной Сибири с охватом наблюдений по июль 1960 г. В ранее опубликованных работах были использованы материалы до 1940—1950 гг.

В свое время Л. А. Вительсом вычислялись площадные характеристики температуры и осадков для 11 районов ЕТС за период 1900—1950 гг. Мы расширили этот ряд в сторону более ранних (с 1881 г.) и более поздних наблюдений (по июль 1960 г.). Станции были выбраны с таким расчетом, чтобы они могли характеризовать все районы, выделенные Вительсом, а также Западную Сибирь (по температуре — 17 станций, по осадкам — 12). Необходимо было убедиться в достаточной репрезентативности выбранных пунктов. Для этого производилось сопоставление построенных автором графиков с ходом изменения площадных характеристик по тому ряду лет, по которому они имелись (рис. 1 а). Результаты показывают, что температура очень хорошо совпадает по всем районам и во все месяцы года. Таким образом, можно считать, что выбранные автором пункты достаточно репрезентативны для характеристики средней температуры соответствующих районов.

Сопоставление графиков многолетнего хода осадков показало, что данные отдельных станций могут существенно отличаться от средних по району и отражают лишь наиболее значительные колебания режима (рис. 1 б). Поскольку данные по осадкам менее показательны и нуж-



даются еще в дальнейшей доработке, автор рассмотрел только изменение температурного режима.

В результате анализа многолетнего хода средней месячной температуры по каждой станции была выявлена сопряженность колебаний в определенных районах и обнаружены особенности колебаний температуры в разные месяцы. Ниже приводятся основные выводы.

Прежде всего сопоставлялись различные районы как с однозначным, так и с зеркальным ходом температуры в каждом конкретном месяце.

Как отмечалось ранее Е. С. Рубинштейн [4], Л. А. Вительсом и др., изменения температуры на большей части территории носят синхронный,

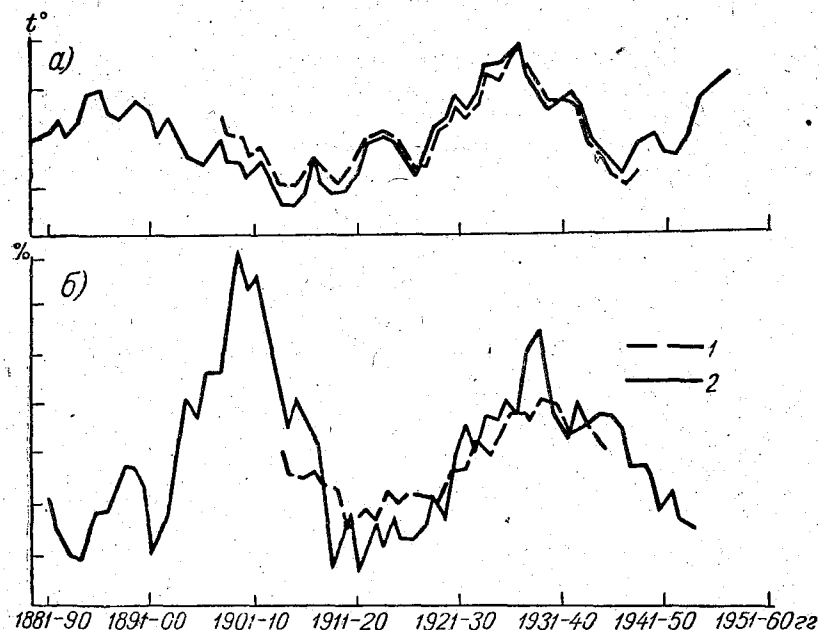


Рис. 1. Сопоставление площадных характеристик (1) с данными отдельных пунктов (2).

а — температура (Москва, октябрь), б — осадки в % от нормы (Казань, октябрь).

волнообразный характер. По типу синхронных колебаний автором были выделены три группы районов (по районированию Вительса):

1. Северо-западная группа (районы 2а, 2б, 3).
2. Юго-восточная группа (районы 7а, 7б, 8, 9).
3. Промежуточная группа (районы 1, 4, 5, 6).

Как показывает детальный анализ, 1 и 4-й районы больше тяготеют к северо-западной группе, а 5 и 6-й — к юго-восточной.

Нельзя утверждать, что северо-западная и юго-восточная группы районов имеют абсолютно зеркальный ход многолетних изменений температуры. Наблюдаются отдельные периоды, когда синхронность имеет место и у таких различных по режиму районов, как 2а и 9 (рис. 2).

Совмещенный график по станциям Коле и Оренбургу — представителям 1 и 2-й групп районов — показывает, что в начале и конце исследуемого периода, когда отклонения от средней многолетней были невелики, наблюдался синхронный ход, а в середине периода кривые расходятся. Значительным положительным аномалиям на юге противопоставлены такие же большие по абсолютной величине отрицательные аномалии на севере.

Произведенная автором разбивка районов на группы, за небольшим исключением, подтверждает группы районов, выделенных Вительсом.

Поскольку многолетний режим по температуре и осадкам за более ранние годы подробно был освещен в целом ряде работ, остановимся только на тенденции последних 10—20 лет.

**Декабрь.** Наблюдавшееся в последние годы потепление декабрей, значительное на севере ЕТС и в Западной Сибири (на 3—3,5° выше нормы) и несколько меньшее на остальной территории (на 1,5—2° выше нормы), закончилось к 1952 г. Тенденция спада охватила сначала северные районы и стала распространяться к югу. Однако, несмотря на то, что перелом уже наступил, температура декабрей остается выше нормы.

**Январь.** Прежде всего следует отметить исключительную согласованность январской температуры за последние 20 лет на ЕТС и в Западной Сибири (исключение составляет район Барнаула). Опираясь на полученные данные, можно полагать, что эпоха потепления январей заканчивается. На севере ЕТС и в Западной Сибири наблюдается тенденция

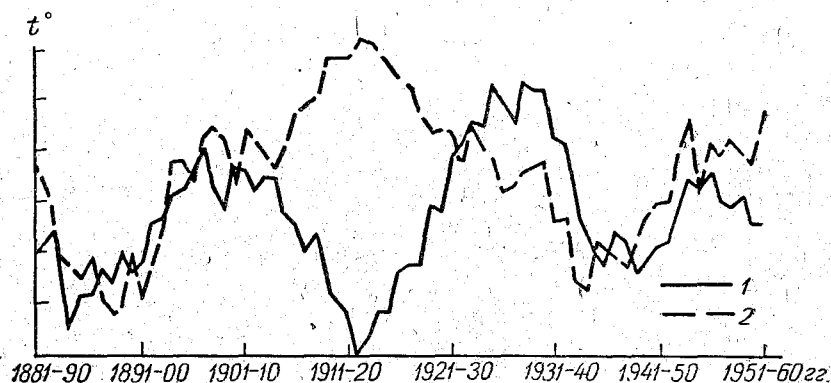


Рис. 2. Многолетний ход средней месячной температуры января по ст. Кола (1) и Оренбург (2).

к похолоданию, в средней и южной полосах замедлился рост, и, по существу, температура колеблется около некоторого среднего уровня, оставаясь почти везде выше нормы.

**Февраль.** Наблюдавшееся за последние 15—20 лет похолодание февралей, значительное на востоке ЕТС и особенно резкое в Западной Сибири (в Сургуте температура февраля за десятилетие упала больше чем на 5°), в настоящее время замедлилось или сменилось слабым ростом.

**Характеристика сезона.** В среднем по сезону температура остается выше нормы.

**Март.** Для всей территории, за исключением крайнего северо-запада, в 1951—1960 гг. характерно падение температуры, наиболее существенное в Западной Сибири (на 3°) и в восточной части ЕТС. На остальной территории наблюдается слабая тенденция падения или замедленный рост. Почти всюду температура марта стала ниже нормы.

**Апрель.** В последнем десятилетии наметилась тенденция падения апрельской температуры в районе Западной Сибири (в Салехарде за последние 5 лет температура понизилась на 3°, в Сургуте — на 4°). Более слабое падение наблюдалось на ЕТС. Однако в настоящее время апрельская температура держится или выше нормы, или в ее пределах. В весеннем сезоне представляет большой интерес многолетний режим апрель-

ской температуры в Западной Сибири. За исследуемый период средние десятилетние температуры претерпевали значительные изменения.

По некоторым пунктам были подсчитаны даты перехода средней суточной температуры через 10, 5, 0, —5, —10° (табл. 1) для периода самых холодных апрелей (80-е годы XIX в.) и самых теплых (30—40-е годы XX в.).

Таблица 1

| Температура в гра-<br>дусах | Даты перехода |               | Разность в днях |
|-----------------------------|---------------|---------------|-----------------|
|                             | 80-ые годы    | 30—40-ые годы |                 |
| С а л е х а р д             |               |               |                 |
| —10                         | 21 IV         | 31 III        | 21              |
| —5                          | 7 V           | 22 IV         | 15              |
| 0                           | 23 V          | 15 V          | 8               |
| Б а р н а у л               |               |               |                 |
| +5                          | 25 IV         | 18 IV         | 7               |
| +10                         | 15 V          | 7 V           | 8               |

Такие существенные смещения в датах перехода температуры через определенные градации не могли не отразиться на сроках вскрытия рек, на начале навигации, а в районах с развитым сельским хозяйством на датах начала сельскохозяйственных работ.

М а й. В мае нет хорошо выраженного хода температуры, по которому можно было бы судить о тенденции в последние годы. Ряд западно-сибирских станций дает небольшое похолодание. Средняя полоса ЕТС имеет довольно ровный ход в пределах нормы. Вообще, создается впечатление слабой тенденции к понижению.

Х а р а к т е р и с т и к а с е з о н а. В среднем за сезон температура остается в пределах нормы с тенденцией к падению.

И ю н ь. О июне трудно сказать что-нибудь конкретное. Картина довольно пестрая, неясная. Для всего района характерно то, что температура остается всюду выше нормы.

И ю л ь. В последнем десятилетии на всей исследуемой территории отмечается довольно значительный рост температуры, наибольший в северной части ЕТС и Западной Сибири и менее интенсивный на остальной территории.

А в г у с т. Температура августа, колеблясь около некоторого среднего уровня с крайне малыми амплитудами, остается выше нормы. Дать конкретную характеристику тенденции трудно.

Х а р а к т е р и с т и к а с е з о н а. За счет июля в среднем по сезону наблюдается тенденция роста температуры.

С е н т я б р ь. Несмотря на незначительные амплитуды колебаний в многолетнем ходе температуры, в этом месяце тенденция последних лет хорошо выражена: почти всюду наблюдается слабое падение температуры. Исключение составляет средняя и южная части Западной Сибири, где температура сентября держится почти на одном уровне.

О к т я б р ь. Пятилетие 1955—1959 гг. было переломным в происшедшем до этого небольшом росте октябрьской температуры. В Западной Сибири тенденция спада особенно наглядна, в других пунктах перелом только еще наступил. Почти на всей территории температура октября остается выше нормы.

Ноябрь. Значительный спад ноябрьских температур начался давно — 15—20 лет назад. Он несколько замедлился в средней полосе (Ленинград, Вильнюс, Москва), где температура ноября держится на одном уровне. Особенно большие понижения температуры отмечаются на востоке ЕТС и в Западной Сибири. В Салехарде за последние 15—17 лет температура упала на 7,5°, в Сургуте — на 5°, в Казани, Свердловске, Тобольске — в среднем на 4°, в Барнауле — на 5°. По отдельным пунктам наблюдается замедление падения, но тенденция роста еще не наступила.

Характеристика сезона. В среднем по сезону сохраняется тенденция падения температуры.

Все приведенные выше выводы основываются на анализе 10-летних скользящих температур. Этот широко применяемый метод исследования многолетних колебаний весьма нагляден. Он позволяет полностью или частично погасить волны сравнительно коротких колебаний и выявить колебания длительностью большей, чем период осреднения. При этом, однако, 10-летние скользящие температуры могут создавать неверное впечатление о тенденциях хода кривых в определенные интервалы времени. Так, например, в 1940—1942 гг. наблюдались аномально холодные январы, которые отразились при скользянии на 11—12 последующих годах. В дальнейшем сравнительно холодные январы 1950 и 1954 гг. отразились на последнем десятилетии, создавая впечатление уже закончившегося потепления. Такую же ложную картину может дать и декабрь 1960 г.

С целью более детального изучения хода температуры в последние десятилетия и устранения маскирующего эффекта скользящих 10-летних, автором построены графики хода 5-летних скользящих средних температур (рис. 3 а).

Пятилетие 1930—1934 гг. было самым теплым из всех предшествующих. Наступившее затем умеренное похолодание сменилось резко холодным пятилетием 1940—1944 гг. Это похолодание охватило всю ЕТС и Западную Сибирь, за исключением района Барнаула. Последующее пятилетие отличалось интенсивным потеплением. В северных районах оно было слабее, чем в 1930—1934 гг., а в средней и южной полосе ЕТС и Западной Сибири — на уровне прошлого потепления или даже выше его. Вслед за этим пятилетие 1950—1954 гг. дало умеренное похолодание на севере и значительное на востоке и юго-востоке ЕТС. В последние годы (1955—1959) снова наблюдалось потепление, равное или большее предыдущего (1945—1949 гг.).

Аналогично январским были построены графики скользящих пятилетних средних по апрелю (рис. 3 б). Обнаруживается резкая разница в ходе кривых за последние пятилетия. В апреле пик тепла наступил на 5 лет позднее, чем в январе, и соответственно последнее пятилетие характеризуется не ростом температуры, а ее существенным понижением.

Как видно из рассмотрения хода пятилетней средней температуры и сопоставления их с десятилетними скользящими, простая экстраполяция этих кривых с целью определения тенденции дальнейших изменений лишена оснований. Вместе с тем изменения температуры по пятилетиям имеют некоторые особенности, которые можно использовать для целей прогноза.

За период 1881—1959 гг. автором определена повторяемость однозначных изменений температуры продолжительностью 1, 2, 3 и 4 пятилетия. Эти подсчеты, осредненные по пунктам, представлены на рис. 4, на котором видно, что преобладают случаи изменения хода температуры через одно пятилетие, а случаи продолжительности однозначных изменений в течение одного и двух пятилетий охватывают в общей сложности

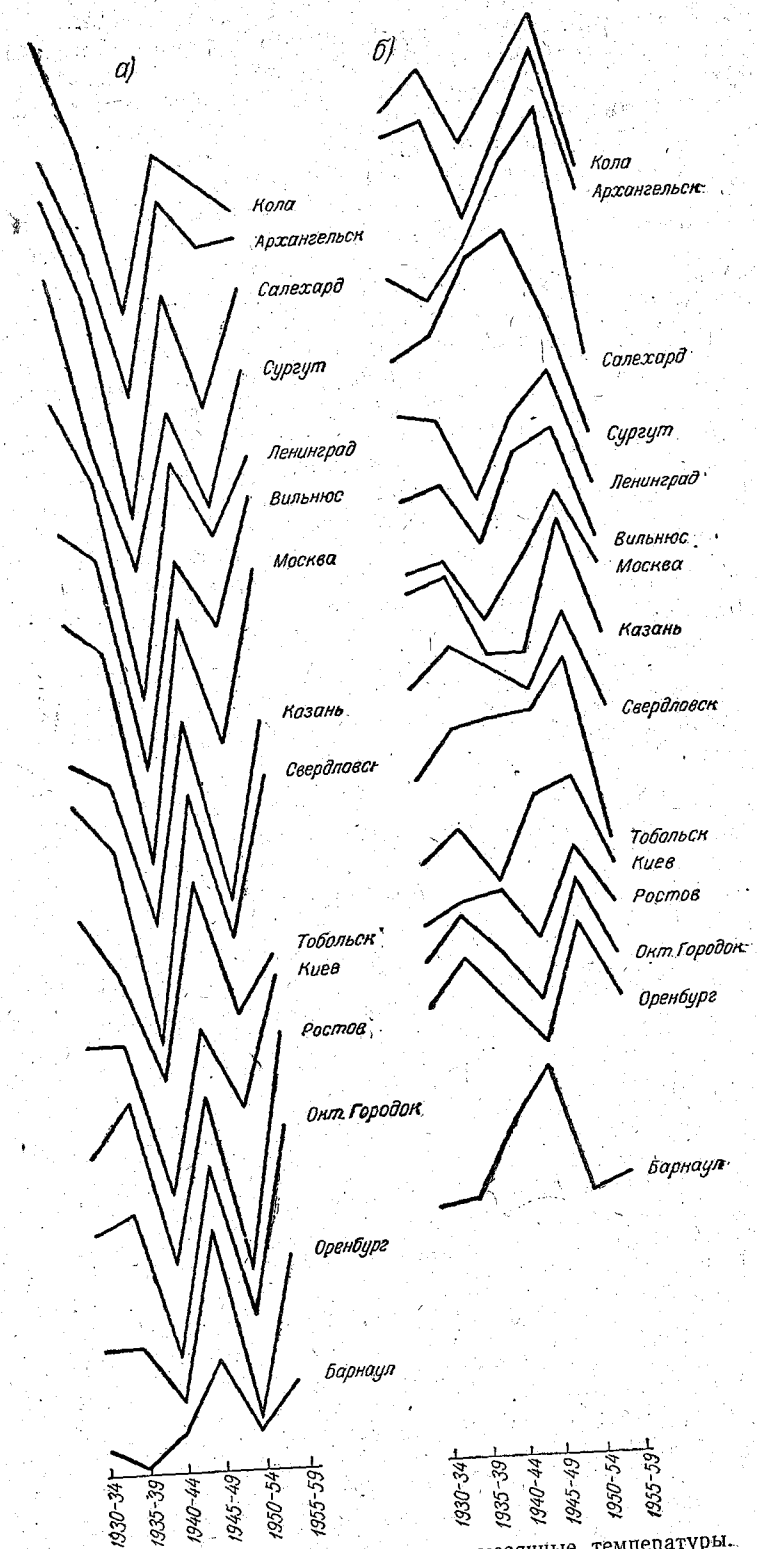


Рис. 3. Пятилетние средние месячные температуры.  
а — январь, б — апрель.

96%. Иными словами, если в течение двух пятилетий наблюдается изменение температуры в сторону роста или падения, то с вероятностью 96% оно должно смениться обратным ходом в следующем пятилетии.

Если от ряда осредненных по пунктам данных перейти к рассмотрению данных отдельных пунктов, оказывается, что сохранение однозначной температуры в течение одного-двух пятилетий не бывает ниже 71% (ст. Кола) и доходит до 100% в районах Архангельска, Салехарда, Ленинграда, Вильнюса, Москвы, Казани, Тобольска, Киева, Ростова, Барнаула.

Из графиков (рис. 3 а) следует, что от пятилетия 1950—1954 гг. к пятилетию 1955—1959 гг. по всем пунктам наблюдался рост температуры. Следовательно, не позднее чем в пятилетие 1965—1969 гг. должен наблюдаться переход к падению. Но этот переход с вероятностью 65% может наступить и в пятилетие 1960—1964 гг.

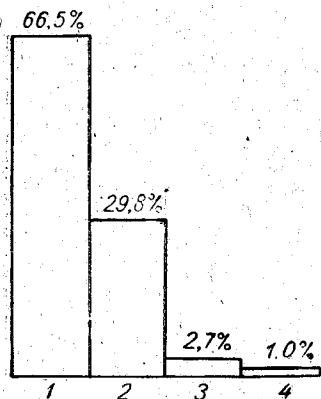


Рис. 4. Повторяемость (%) однозначных изменений температуры продолжительностью 1, 2, 3 и 4 пятилетия.

Может возникнуть вопрос, изменятся ли повторяемости однозначной температуры продолжительностью 1, 2, 3 и 4 пятилетия, если осреднение производить со смещением, допустим, в 3 года? Подсчеты показали, что повторяемость продолжительностью 3 и 4 пятилетия осталась прежней, и суммарный процент за два первых пятилетия также не изменился. Произошло некоторое перемещение величины повторяемости однозначных изменений в первом и втором пятилетиях. Приведенные выше данные относятся к вероятности изменения хода температуры.

Представляет интерес определить подобным же образом вероятность изменения знака аномалий температуры через 1, 2, 3 и 4 пятилетия. Соответствующие расчеты показывают, что вероятность изменения знака аномалии температуры через 1 или 2 пятилетия составляет 84%.

В работе Л. А. Вительса [2] выделены эпохи однозначных аномалий циклического хода солнечной активности и дан прогноз на следующую эпоху, которая начнется в середине 60-х годов или, с меньшей вероятностью, в середине 70-х годов. Эта новая эпоха будет существенно отличаться от современной эпохи высокой солнечной активности и будет характеризоваться преобладанием отрицательных аномалий чисел Вольфа.

В связи с указанным прогнозом представляет интерес определить, как может измениться режим температуры с наступлением новой эпохи. С этой целью автором были подсчитаны повторяемости положительных и отрицательных аномалий температуры для двух эпох, выделенных Вительсом, по которым имеются температурные данные. Первая эпоха началась в 1873 г. и закончилась в 1932 г. В этой эпохе отсутствуют данные только за первые три года. Вторая эпоха началась в 1933 г. и будет продолжаться до конца текущего 11-летнего солнечного цикла солнечной активности (ориентировочно до 1963 г.). Возможно, что она продлится еще один цикл. Автором подсчитаны повторяемости положительных аномалий температуры с 1881 по 1932 г. и с 1933 по 1960 г. для пунктов ЕТС и Западной Сибири. Оказалось, что эпоха высокой солнечной активности характеризовалась более высокой температурой, так как имели место более частые положительные аномалии температуры, а

эпоха низкой солнечной активности характеризовалась более низкой температурой.

Поскольку в середине 60-х годов ожидается переход к новой солнечной эпохе, которая будет сходна с периодом 1881—1932 гг., то и температурный режим этой новой эпохи будет близким к режиму, имевшему место до 1932 г.

Аналогично январской карте эпохальных повторяемостей положительных аномалий температуры (рис. 5 а) построены карты апреля, июля и октября (рис. 5 б, в, г).

Как и в январе, эпохе высокой солнечной активности на большей части территории соответствует и более высокая температура. Однако

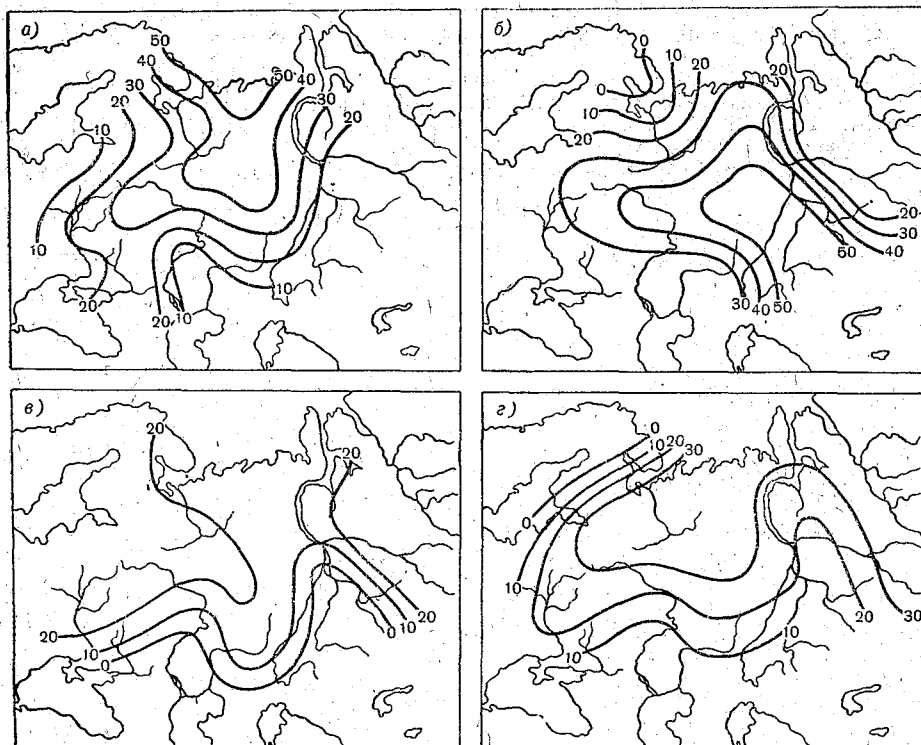


Рис. 5. Карты разностей повторяемости (%) продолжительных аномалий температуры в эпохи с высокой и низкой солнечной активностью.

а — январь, б — апрель, в — июль, г — октябрь.

распределение зон наибольшей повторяемости положительных аномалий в разные месяцы различно. Наиболее значительные разности между эпохами наблюдаются в холодном полугодии на севере и в средних широтах ЕТС и в Западной Сибири; к югу и западу они значительно уменьшаются, но всюду остаются положительными.

Апрельская и июльская карты разностей мало похожи, скорее обратны. Если в апреле самые большие различия между двумя эпохами наблюдаются на юго-востоке ЕТС и в Западной Сибири, то в июле в этих районах — самые минимальные разности.

Значительная повторяемость положительных аномалий температуры в последнюю эпоху в северной и средней полосе ЕТС и в Западной Сибири подтверждает полученные ранее выводы о смягчении

континентальности в последние десятилетия [6]. А возрастание температуры в июле по западным и центральным районам ЕТС сглаживает летний континентальный эффект.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бучинский И. Е. О современном потеплении климата. Метеорология и гидрология, № 1, 1960.
2. Вительс Л. А. Аномалии циклического хода солнечной активности и тенденция современных колебаний климата (см. настоящий сборник).
3. Рубинштейн Е. С. К проблеме изменения климата. Труды НИУ ГУГМС, серия I, вып. 22, 1946.
4. Рубинштейн Е. С. Об изменении климата СССР за последние десятилетия. Сб. «А. И. Воейков и современные проблемы климатологии». Гидрометеиздат, Л., 1956.
5. Солнцева Л. П. Колебания температуры за многолетний период на юге Европейской части Союза. Уч. зап. ЛГУ, № 269, сер. геогр. наук, вып. 13, 1959.
6. Спирина Л. П. Многолетние колебания континентальности на Европейской территории СССР. Труды ГГО, вып. 111, 1961.
7. Хромов С. П. Колебания климата и современное потепление. Природа, № 1, 1956.



## АНОМАЛИИ ЦИКЛИЧЕСКОГО ХОДА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ТЕНДЕНЦИЯ СОВРЕМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ КЛИМАТА

В статье предлагается способ определения годовых аномалий солнечной активности с учетом 11-летней цикличности, определены нормы чисел Вольфа для каждого года 11-летнего цикла, подсчитаны отклонения от этих норм в абсолютных и относительных единицах для всех лет, начиная с 1749 г., выявлена высокая степень однозначности аномалий внутри каждого 11-летнего цикла, построена кривая многолетнего хода аномалий чисел Вольфа, подтверждающая наличие цикла порядка 80—90 лет. В результате оказалось возможным разделить весь рассмотренный ряд лет на эпохи, характеризующиеся однозначными аномалиями солнечной активности, и высказать соображения относительно дальнейшей тенденции многолетнего хода солнечной деятельности и связанных с нею колебаний климата.

В ряде работ советских и зарубежных исследователей, в том числе и в работах автора настоящей статьи, были подвергнуты детальному рассмотрению многолетние колебания различных характеристик климата и гидрологического режима. Конечная цель подобных исследований — выявление таких закономерностей современных колебаний климата и обуславливающих эти колебания факторов, которые позволили бы с достаточной надежностью предвидеть основные особенности дальнейших изменений климата.

Простая экстраполяция кривых многолетнего хода того или иного элемента не может служить основанием для прогноза. Достаточно убедительным примером резкого нарушения казалось бы очень хорошо выраженной тенденции может служить ход температуры на Европейской территории СССР в конце 30-х и в начале 40-х годов XX столетия.

Попытки непосредственного использования для прогнозов разного рода скользящих и интегральных кривых путем экстраполяции их «тенденции» не могут дать ничего принципиально нового по сравнению с экстраполяцией несглаженных кривых. Вследствие суммирования данных за ряд последовательных лет нередко наблюдается кажущееся сохранение тенденции, несмотря на наступивший уже перелом. Недостаточно надежными являются также предсказания, основанные на разного рода периодах, если физическая природа этой периодичности не ясна.

Для обоснованного определения тенденции современных колебаний климата необходимо исходить из физически приемлемой гипотезы о причине этих колебаний и располагать достаточным эмпирическим материалом, подтверждающим эту гипотезу. В настоящее время единственным серьезным обоснованием для прогнозов колебаний климата могут служить гелиогеофизические связи — закономерности, связывающие коле-

бания климата через механизм общей циркуляции атмосферы с солнечной активностью.

Наиболее широко распространенными индексами солнечной активности являются, как известно, относительные числа солнечных пятен  $W$  (числа Вольфа). Их используют для сопоставления с самыми разнообразными показателями процессов в земной атмосфере и гидросфере, особенно тогда, когда оперируют с многолетними рядами. Чаще всего подобные сопоставления производятся непосредственно с числами Вольфа, иногда же применяют несколько преобразованные показатели, основанные на этих числах, в частности их аномалии. Так, еще в 70-х годах прошлого столетия Мельдрум [14] связывал отклонения осадков от нормы с отклонениями от нормы относительных чисел солнечных пятен. В последнее время аномалии чисел Вольфа неоднократно использовались при анализе вековых колебаний атмосферной циркуляции и связанных с ними изменений климата и гидрологического режима.

Для исключения эффекта 11-летнего цикла и циклов меньшей длительности обычно применяется осреднение по скользящим десятилетиям или одиннадцатилетиям. И. В. Максимов [8] вычислял скользящие 11-летние средние  $W$ , а затем подсчитывал из этих скользящих аномалий средних  $W$  за каждые 10 лет.

Некоторые исследователи строят интегральные кривые путем последовательного суммирования годовых аномалий  $W$  (А. А. Гирс [5], А. В. Шнитников [12, рис. 9]) или с предварительным осреднением этих аномалий по скользящим одиннадцатилетиям (И. М. Соскин [10]). В работах В. Г. Андреянова [1] используются нормированные разностные интегральные кривые чисел Вольфа с выражением последних в модульных коэффициентах и использованием нормированных отклонений, учитывающих коэффициент вариации. Такой прием исключает влияние различной изменчивости и позволяет сопоставлять интегральные кривые  $W$  с аналогичными кривыми стока рек, характеристик атмосферной циркуляции и др.

Во всех указанных выше работах, как и в других исследованиях такого же типа, под аномалиями солнечной активности подразумеваются отклонения  $W$  от нормы, вычисленной за достаточно длинный ряд лет (200—250). Если провести аналогию с метеорологическими аномалиями, подобный метод подсчета аномалий  $W$  соответствовал бы, например, вычислению отклонений средних месячных температур от среднегодовой нормы; десятилетним скользящим  $W$  соответствовали бы двенадцатимесячные скользящие аномалии температуры. При таких подсчетах исключается влияние годового хода, но нельзя выявить индивидуальные различия отдельных месяцев. Для определения степени аномальности отдельных месяцев обычно вычисляются отклонения средних месячных температур от норм этих месяцев.

В соответствии с приведенным примером, есть основание при изучении колебаний солнечной активности считать 11-летний цикл этих колебаний аналогом годового хода метеорологических элементов. Для выявления степени аномальности солнечной активности в каждом отдельном году с учетом 11-летней цикличности необходимо, следовательно, вычислять  $\Delta W$  в отклонениях не от средней величины  $W$  за весь ряд лет, а от нормы  $W$ , подсчитанной отдельно для каждого года 11-летнего цикла. Такой способ определения аномалий чисел Вольфа и принят в настоящей работе.

Для осуществления изложенного принципа вычисления аномалий требуется прежде всего найти нормы  $W$  для каждого года 11-летнего цикла, иными словами, необходимо построить осредненную кривую, ха-

рактизирующую ход солнечной активности в «нормальном» 11-летнем цикле. Эта задача решалась бы совершенно просто при условии постоянства продолжительности всех 11-летних циклов, подобно тому как каждый год состоит всегда из 12 месяцев. Однако, как известно, длина солнечных циклов колеблется в существенных пределах. За период достоверных определений  $W$ , т. е. с 1749 г., при средней длительности цикла 11,1 года встречались циклы как очень короткие (до 9,0 лет), так и очень длинные (до 13,6 лет). С учетом периода менее точных наблюдений (с 1610 г.) наименьшая длительность цикла составляет 8,2 года, наибольшая — 15,0 лет. Приведенные данные получены для естественных границ циклов, т. е. для интервалов между двумя минимумами, если же принимать во внимание и интервалы между максимумами, то наименьшая длина цикла будет равна 7,3 года, а наибольшая 17,1.

Таким образом, неодинаковая длина циклов осложняет определение многолетних средних значений чисел Вольфа по отдельным годам 11-летнего цикла. Для подсчета этих средних необходимо произвести операцию по «наложению эпох», т. е. совместить все циклы так, чтобы совпали одинаковые фазы этих циклов. Точное совмещение циклов по обоим экстремумам невозможно вследствие разной длительности как ветвей роста, так и ветвей спада солнечной активности. Если совмещать циклы по годам минимума, то не будут совпадать фазы максимумов и, наоборот, при совмещении циклов по годам максимума пятен будут расходиться фазы минимумов.

А. И. Оль [9] построил средние кривые трех классов 11-летних циклов, совмещая циклы одного класса по годам максимумов и выражая  $W$  остальных лет в процентах относительно значения  $W$  в максимуме. При этом для ветви спада получились очень низкие значения относительных дисперсий, что позволяет предсказывать с хорошей точностью величины  $W$  для лет нисходящей ветви цикла по  $W$  в год максимума. Для ветви роста относительные дисперсии оказались значительно более высокими.

Для совмещения обеих экстремальных, а также промежуточных фаз можно использовать метод приведения циклов к одной длине подобно тому, как это сделано было О. Мирбахом [15]. Исследуя связь грозовой деятельности с 11-летним солнечным циклом, Мирбах приводил все циклы к стандартной длине — 11,5 лет (с ветвью роста, равной 4,5 года, и ветвью спада, равной 7 годам). При такой редукции солнечных циклов необходимо реальные ветви роста и падения растягивать или сжимать, а календарные годы заменять несколько укороченными или удлиненными «солнечными» годами. Для целей нашего исследования подобное преобразование циклов не является лучшим из возможных вариантов. Ставя перед собой задачу вычисления норм чисел Вольфа и их аномалий за отдельные годы и имея в виду использование в дальнейшем метода подсчета годовых аномалий  $W$  на текущем материале, необходимо было сохранить естественные календарные годы. Наложение циклов производилось следующим образом: точно совмещались годы минимумов, а также годы роста  $1_p$ ,  $2_p$  и  $3_p$ , затем точно совмещались годы максимумов и последующие годы падения активности  $1_n$ ,  $2_n$ ,  $3_n$  и т. д. (Символы «р» и «п» введены для отличия соответствующих лет ветви роста и ветви падения). Такой способ позволяет точно совместить по однородным фазам почти все годы солнечного цикла, не искажая их календарных границ. При подсчете средних значений выпадают лишь некоторые годы в циклах с очень длинной ветвью роста или ветвью спада, так как при малом числе случаев вычисление средних значений ненадежно.

Средние значения чисел Вольфа для каждого года 11-летнего цикла представлены в табл. 1. Они подсчитаны по данным 18 полных циклов (№ 1—18 по цюрихской нумерации). Вследствие различной длины циклов число лет, использованное для подсчета средних, не одинаково: средние  $W$  минимумов и максимумов, а также средние лет  $1_p$ ,  $2_p$ ,  $1_n$  и  $2_n$  вычислены по 18 случаям, средние лет  $3_n$  и  $4_n$  — по 17 случаям,  $5_n$  — по 15 случаям и  $6_n$  только по 9 случаям. Для подсчета среднего  $W$  по году  $3_p$  имелось 13 случаев.

Таблица 1

Средние значения чисел Вольфа по годам 11-летнего цикла

|                      | Минимум | $1_p$ | $2_p$ | $3_p$ | Максимум | $1_n$ | $2_n$ | $3_n$ | $4_n$ | $5_n$ | $6_n$ | $7_n$  |
|----------------------|---------|-------|-------|-------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|
| $W$<br>(средние)     | 6,1     | 15,8  | 47,3  | 81,1  | 100      | 84,7  | 68,3  | 50,5  | 35,6  | 24,1  | 16,3  | (10,0) |
| $\frac{W}{W_{\max}}$ | 0,06    | 0,16  | 0,47  | 0,81  | 1,00     | 0,85  | 0,68  | 0,50  | 0,36  | 0,24  | 0,16  | 0,10   |

На рис. 1 представлена кривая «нормального» 11-летнего цикла, построенная по данным табл. 1. Как видно из этого рисунка, все точки, кроме отмеченной звездочкой точки для года  $3_p$ , хорошо укладываются на плавную кривую. Отклонение значения  $W$  для третьего года после минимума объясняется тем, что в подсчет не вошли пять лет, занимающих такое же положение в цикле ( $3_p$ ), но являющихся в то же время годами максимума. Если эти пять лет включить в подсчет, то соответствующая точка хорошо ложится на кривую нормального цикла. Ввиду этого в качестве нормы года  $3_p$  взята величина, подсчитанная по данным всех 18 циклов.

Остается добавить, что непосредственное вычисление средних  $W$  для самых последних лет нисходящей ветви лишено смысла вследствие весьма малого числа случаев. Эти годы ( $7_n$  и далее) уже выходят за пределы нормальной длины цикла (11 лет). Для приближенного суждения об аномалиях таких отдельных лет можно воспользоваться экстраполированным участком кривой, проведенным на рис. 1 пунктиром.

Принятое автором построение не дает возможности точного определения нормы для некоторых лет удлиненной восходящей ветви цикла ( $4_p$ ,  $5_p$ ,  $6_p$ ). Для приближенного вычисления аномалий таких лет можно принять в качестве нормы интерполированные значения  $W$  между годом  $3_p$  и максимумом.

Подсчеты средних значений  $W$ , как сказано выше, произведены по данным 18 циклов. Эти циклы охватывают в общей сложности 199 лет. Среднее  $W$  за все указанные годы равно 47. Если добавить годы 1749—1754 и 1954—1959, то эта величина повысится до 49.

Как следует из табл. 1, средние значения чисел Вольфа для лет  $2_p$  и  $3_p$  близки к их многолетней средней. Норма для максимума в два раза превышает многолетнюю среднюю. Принимая нормальное значение  $W$  для максимума за единицу, можно выразить нормы  $W$  всех остальных лет в долях его среднего значения в год максимума подобно тому, как это сделано было А. И. Олем [9] для циклов различных классов. Соответствующие значения приведены также в табл. 1.

Сравнивая аналогичным образом подсчитанные отношения  $\frac{W_i}{W_{\max}}$  для конкретных циклов, можно судить об отклонениях внутрициклового хода  $W$  от нормального. Нормальные отношения  $\frac{W_i}{W_{\max}}$  или разности  $W_{\max} - W_i$  можно использовать также для приближенных прогнозов  $W$  в пределах одного цикла.

Распределим все 199 лет, вошедших в табл. 1, по трем фазам 11-летнего цикла подобно тому, как это сделано в работе автора [4], с той только разницей, что годы  $3_p$  будут входить в первую фазу. Тогда в каждую фазу войдет почти равное число лет (67, 66 и 66). Среднее значение  $W$  для первой фазы цикла (от минимума по год  $3_p$  включительно) равно 30. Для второй фазы (от года  $4_p$  по  $2_n$  включительно) среднее  $W$  равно 79. Для третьей фазы (годы  $3_n - 10_n$ ) среднее  $W$  равно 32.

Подсчитывая  $\Sigma W$  для всех лет первой, второй и третьей фаз и выражая эти величины в процентах от общей суммы  $W$ , можно судить о нормальном соотношении активности этих трех фаз. В среднем для 18 циклов на долю второй фазы приходится 56% суммарной мощности цикла, а на первую и третью фазы по 22%.

Сравнивая с этими нормальными соотношениями соответствующие величины для отдельных конкретных циклов, можно получить еще одну характеристику аномальности цикла. В табл. 2 приведены для каждого цикла  $\Sigma W$  по трем фазам выраженные в процентах отношения суммы  $W$  данной фазы к суммарной мощности цикла ( $I$ ) и отклонения этих отношений от нормальных значений в соответствующей фазе ( $\Delta I$ ).

Подсчитанные по данным табл. 2 средние квадратические отклонения  $\sigma$  и коэффициенты вариации  $V$  показывают, что наибольшая изменчивость величин  $I$  имеет место в третьей фазе 11-летнего цикла. Эта большая изменчивость не связана с колебаниями продолжительности третьей фазы (хотя длина этой фазы меняется в более значительных пределах, чем у других двух фаз), а обусловлена большой изменчивостью самих величин  $W$  в годы третьей фазы. Указанное обстоятельство подтверждается значением  $V$  для средних  $W$  третьей фазы, равным 45%, т. е. почти таким же, как для  $I_3$ . Коэффициенты вариации  $V$  для первой и второй фаз по  $W$  равны 39%, т. е. превосходят соответствующие значения для  $I_1$  и  $I_2$ .

По данным табл. 2 можно выделить циклы, наиболее аномальные по величинам  $\Delta I$ . За критерий большой аномалии возьмем, как это принято в ряде современных работ по изучению аномалий метеорологических элементов [11], величины аномалий  $\Delta I$ , превышающие их средние квадратические отклонения. Тогда аномальными по первой фазе окажутся циклы № 4, 6, 8, 10, 16; по второй — циклы № 4, 5, 6, 7 и 10; по третьей — № 1, 4, 5, 7, 12, 14 и 16. В целом наиболее аномальными сле-

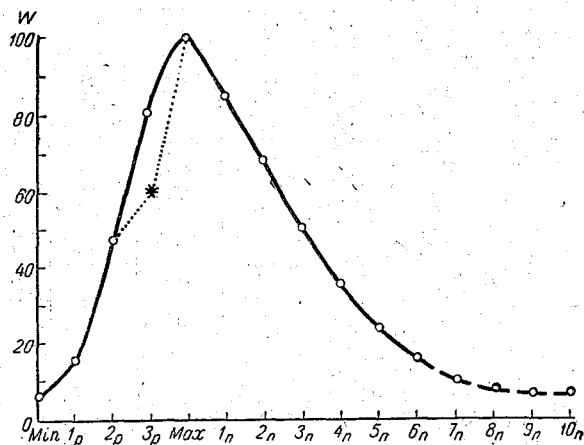


Рис. 1. Нормальный ход чисел Вольфа в 11-летнем цикле.

Таблица 2

## Относительная мощность трех фаз 11-летнего цикла

| №<br>цикла | $\Sigma W$ | $\Sigma W_1$ | $\frac{I_1}{\Sigma W}$ | $\Sigma W_2$ | $\frac{I_2}{\Sigma W}$ | $\Sigma W_3$ | $\frac{I_3}{\Sigma W}$ | Отклонение от нормы |              |              |
|------------|------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|---------------------|--------------|--------------|
|            |            |              | %                      |              | %                      |              | %                      | $\Delta I_1$        | $\Delta I_2$ | $\Delta I_3$ |
| 1          | 466        | 100          | 22                     | 309          | 66                     | 57           | 12                     | 0                   | +10          | -10          |
| 2          | 539        | 119          | 22                     | 288          | 54                     | 132          | 24                     | 0                   | -2           | +2           |
| 3          | 614        | 119          | 19                     | 365          | 60                     | 129          | 21                     | -3                  | +4           | -1           |
| 4          | 846        | 117          | 14                     | 381          | 45                     | 348          | 41                     | -8                  | -11          | +19          |
| 5          | 286        | 59           | 21                     | 206          | 72                     | 21           | 7                      | -1                  | +16          | -15          |
| 6          | 235        | 19           | 8                      | 167          | 71                     | 50           | 21                     | -14                 | +15          | -1           |
| 7          | 389        | 63           | 16                     | 326          | 84                     | —            | 0                      | -6                  | +28          | -22          |
| 8          | 652        | 200          | 31                     | 327          | 50                     | 124          | 19                     | +9                  | -6           | -3           |
| 9          | 698        | 127          | 18                     | 385          | 55                     | 185          | 27                     | -4                  | -1           | +5           |
| 10         | 546        | 176          | 32                     | 232          | 43                     | 138          | 25                     | +10                 | -13          | +3           |
| 11         | 622        | 118          | 19                     | 352          | 57                     | 152          | 24                     | -3                  | +1           | +2           |
| 12         | 380        | 96           | 25                     | 239          | 63                     | 45           | 12                     | +3                  | +7           | -10          |
| 13         | 465        | 122          | 26                     | 227          | 49                     | 116          | 25                     | +4                  | -7           | +3           |
| 14         | 374        | 74           | 20                     | 179          | 48                     | 120          | 32                     | -2                  | -8           | +10          |
| 15         | 442        | 116          | 26                     | 248          | 56                     | 78           | 18                     | +4                  | 0            | -4           |
| 16         | 410        | 131          | 32                     | 248          | 60                     | 32           | 8                      | +10                 | +4           | -14          |
| 17         | 605        | 130          | 21                     | 313          | 52                     | 162          | 27                     | -1                  | -4           | +5           |
| 18         | 757        | 135          | 18                     | 423          | 56                     | 199          | 26                     | -4                  | 0            | +4           |

дует считать циклы № 4, 5, 6, 7, 10 и 16, у которых большая аномалия  $\Delta I$  имеет место в двух или трех фазах.

Перечисленные аномальные циклы существенно отличаются друг от друга. Наиболее резко выражена аномальность цикла № 7. Третья фаза у этого цикла вовсе отсутствует, зато сильно увеличена продолжительность второй фазы (до 6 лет). В итоге относительная мощность второй фазы получается в этом цикле равной 84%, что существенно превосходит значения  $I$  в остальных циклах. Интересно отметить, что в следующем цикле № 8 значение  $\Sigma W_2$  примерно такое же, как в цикле № 7, но  $I_2$  равно лишь 50%.

У другого аномального цикла (№ 5) знаки  $\Delta I$  во всех трех фазах такие же, как у цикла № 7, и в этом отношении указанные циклы сходны. Абсолютные величины  $\Delta I$  во всех трех фазах цикла № 5 меньше, чем в цикле № 7, следовательно, асимметрия цикла № 5 менее резко выражена, чем у цикла № 7.

Аномальный цикл № 6 по абсолютной сумме  $\Delta I$  сходен с циклом № 5, но по характеру асимметрии противоположен циклам № 5 и 7: при повышенной активности второй фазы низкая активность наблюдается у первой, а не у третьей фазы. В аномальном цикле № 4 пониженная активность имеет место у первых двух фаз, а третья отличается высокой активностью. Противоположный характер имеет цикл № 16, у которого резко снижено значение  $I_3$  при высоком положительном значении  $\Delta I_1$  и небольшой, но тоже положительной аномалии  $I_2$ . В последнем из перечисленных выше аномальных циклов (№ 10) аномалии  $I$ , превышающие по абсолютной величине значение  $\sigma$ , наблюдаются в первой фазе с положительным знаком и во второй фазе с отрицательным знаком. Аналогичных циклу № 10 аномальных циклов нет; среди остальных циклов с меньшими аномалиями аналогом цикла № 10 является цикл № 13.

Из краткого рассмотрения отдельных, наиболее выделяющихся по

Таблица 3

## Годовые аномалии чисел Вольфа

| Годы | Годы в 11-<br>летнем<br>цикле | W   | $\Delta W$ | $\frac{W}{W_{cp}}$ | Годы | Годы в 11-<br>летнем<br>цикле | W   | $\Delta W$ | $\frac{W}{W_{cp}}$ |
|------|-------------------------------|-----|------------|--------------------|------|-------------------------------|-----|------------|--------------------|
| 1749 | 5 <sub>p</sub>                | 81  | -15        | 84                 | 1806 | 2 <sub>p</sub>                | 28  | -40        | 41                 |
| 1750 | Макс.                         | 83  | -17        | 83                 | 1807 | 3 <sub>p</sub>                | 10  | -40        | 20                 |
| 1751 | 1 <sub>p</sub>                | 48  | -37        | 56                 | 1808 | 4 <sub>p</sub>                | 8   | -28        | 23                 |
| 1752 | 2 <sub>p</sub>                | 48  | -20        | 70                 | 1809 | 5 <sub>p</sub>                | 2   | -22        | 10                 |
| 1753 | 3 <sub>p</sub>                | 31  | -20        | 61                 | 1810 | Мин.                          | 0   | -6         | 0                  |
| 1754 | 4 <sub>p</sub>                | 12  | -23        | 34                 | 1811 | 1 <sub>p</sub>                | 1   | -14        | 9                  |
| 1755 | Мин.                          | 10  | +4         | 157                | 1812 | 2 <sub>p</sub>                | 5   | -42        | 11                 |
| 1756 | 1 <sub>p</sub>                | 10  | -6         | 65                 | 1813 | 3 <sub>p</sub>                | 12  | -69        | 15                 |
| 1757 | 2 <sub>p</sub>                | 32  | -15        | 68                 | 1814 | 4 <sub>p</sub>                | 14  | -78        | 15                 |
| 1758 | 3 <sub>p</sub>                | 48  | -34        | 59                 | 1815 | 5 <sub>p</sub>                | 35  | -61        | 37                 |
| 1759 | 4 <sub>p</sub>                | 54  | -38        | 59                 | 1816 | Макс.                         | 46  | -54        | 46                 |
| 1760 | 5 <sub>p</sub>                | 63  | -33        | 66                 | 1817 | 1 <sub>p</sub>                | 41  | -44        | 49                 |
| 1761 | Макс.                         | 86  | -14        | 86                 | 1818 | 2 <sub>p</sub>                | 30  | -38        | 45                 |
| 1762 | 1 <sub>p</sub>                | 61  | -24        | 72                 | 1819 | 3 <sub>p</sub>                | 24  | -27        | 47                 |
| 1763 | 2 <sub>p</sub>                | 45  | -23        | 66                 | 1820 | 4 <sub>p</sub>                | 16  | -20        | 44                 |
| 1764 | 3 <sub>p</sub>                | 36  | -14        | 72                 | 1821 | 5 <sub>p</sub>                | 7   | -18        | 27                 |
| 1765 | 4 <sub>p</sub>                | 21  | -15        | 59                 | 1822 | 6 <sub>p</sub>                | 4   | -12        | 24                 |
| 1766 | Мин.                          | 11  | +5         | 187                | 1823 | Мин.                          | 2   | -4         | 30                 |
| 1767 | 1 <sub>p</sub>                | 38  | +22        | 239                | 1824 | 1 <sub>p</sub>                | 8   | -7         | 54                 |
| 1768 | 2 <sub>p</sub>                | 70  | +22        | 148                | 1825 | 2 <sub>p</sub>                | 17  | -31        | 35                 |
| 1769 | Макс.                         | 106 | +6         | 106                | 1826 | 3 <sub>p</sub>                | 36  | -45        | 44                 |
| 1770 | 1 <sub>p</sub>                | 101 | +16        | 119                | 1827 | 4 <sub>p</sub>                | 50  | -42        | 54                 |
| 1771 | 2 <sub>p</sub>                | 82  | +13        | 119                | 1828 | 5 <sub>p</sub>                | 62  | -34        | 65                 |
| 1772 | 3 <sub>p</sub>                | 66  | +16        | 132                | 1829 | 6 <sub>p</sub>                | 67  | -31        | 68                 |
| 1773 | 4 <sub>p</sub>                | 35  | -1         | 98                 | 1830 | Макс.                         | 71  | -29        | 71                 |
| 1774 | 5 <sub>p</sub>                | 31  | +6         | 127                | 1831 | 1 <sub>p</sub>                | 48  | -37        | 56                 |
| 1775 | Мин.                          | 7   | +1         | 115                | 1832 | 2 <sub>p</sub>                | 28  | -41        | 40                 |
| 1776 | 1 <sub>p</sub>                | 20  | +4         | 125                | 1833 | Мин.                          | 8   | +2         | 139                |
| 1777 | 2 <sub>p</sub>                | 92  | +45        | 196                | 1834 | 1 <sub>p</sub>                | 13  | -3         | 84                 |
| 1778 | Макс.                         | 154 | +54        | 154                | 1835 | 2 <sub>p</sub>                | 57  | +10        | 120                |
| 1779 | 1 <sub>p</sub>                | 126 | +41        | 149                | 1836 | 3 <sub>p</sub>                | 122 | +40        | 150                |
| 1780 | 2 <sub>p</sub>                | 85  | +16        | 124                | 1837 | Макс.                         | 138 | +38        | 138                |
| 1781 | 3 <sub>p</sub>                | 68  | +18        | 135                | 1838 | 1 <sub>p</sub>                | 103 | +18        | 122                |
| 1782 | 4 <sub>p</sub>                | 38  | +3         | 108                | 1839 | 2 <sub>p</sub>                | 86  | +18        | 126                |
| 1783 | 5 <sub>p</sub>                | 23  | -1         | 95                 | 1840 | 3 <sub>p</sub>                | 63  | +13        | 125                |
| 1784 | Мин.                          | 10  | +4         | 167                | 1841 | 4 <sub>p</sub>                | 37  | +1         | 103                |
| 1785 | 1 <sub>p</sub>                | 24  | +8         | 153                | 1842 | 5 <sub>p</sub>                | 24  | 0          | 100                |
| 1786 | 2 <sub>p</sub>                | 83  | +36        | 175                | 1843 | Мин.                          | 11  | +5         | 175                |
| 1787 | Макс.                         | 132 | +32        | 132                | 1844 | 1 <sub>p</sub>                | 15  | -1         | 95                 |
| 1788 | 1 <sub>p</sub>                | 131 | +46        | 155                | 1845 | 2 <sub>p</sub>                | 40  | -7         | 85                 |
| 1789 | 2 <sub>p</sub>                | 118 | +50        | 173                | 1846 | 3 <sub>p</sub>                | 62  | -20        | 76                 |
| 1790 | 3 <sub>p</sub>                | 90  | +39        | 178                | 1847 | 4 <sub>p</sub>                | 98  | +6         | 107                |
| 1791 | 4 <sub>p</sub>                | 67  | +31        | 187                | 1848 | Макс.                         | 124 | +24        | 124                |
| 1792 | 5 <sub>p</sub>                | 60  | +36        | 249                | 1849 | 1 <sub>p</sub>                | 96  | +11        | 113                |
| 1793 | 6 <sub>p</sub>                | 47  | +31        | 288                | 1850 | 2 <sub>p</sub>                | 66  | -2         | 97                 |
| 1794 | 7 <sub>p</sub>                | 41  | +31        | 410                | 1851 | 3 <sub>p</sub>                | 64  | +14        | 128                |
| 1795 | 8 <sub>p</sub>                | 21  | +13        | 266                | 1852 | 4 <sub>p</sub>                | 54  | +19        | 152                |
| 1796 | 9 <sub>p</sub>                | 16  | +9         | 229                | 1853 | 5 <sub>p</sub>                | 39  | +15        | 162                |
| 1797 | 10 <sub>p</sub>               | 6   | 0          | 100                | 1854 | 6 <sub>p</sub>                | 21  | +4         | 126                |
| 1798 | Мин.                          | 4   | -2         | 67                 | 1855 | 7 <sub>p</sub>                | 7   | -3         | 67                 |
| 1799 | 1 <sub>p</sub>                | 7   | -9         | 43                 | 1856 | Мин.                          | 4   | -2         | 70                 |
| 1800 | 2 <sub>p</sub>                | 14  | -33        | 31                 | 1857 | 1 <sub>p</sub>                | 23  | +7         | 144                |
| 1801 | 3 <sub>p</sub>                | 34  | -47        | 42                 | 1858 | 2 <sub>p</sub>                | 55  | +8         | 116                |
| 1802 | 4 <sub>p</sub>                | 45  | -47        | 49                 | 1859 | 3 <sub>p</sub>                | 94  | +13        | 116                |
| 1803 | 5 <sub>p</sub>                | 43  | -53        | 45                 | 1860 | Макс.                         | 96  | -4         | 96                 |
| 1804 | Макс.                         | 48  | -52        | 48                 | 1861 | 1 <sub>p</sub>                | 77  | -8         | 91                 |
| 1805 | 1 <sub>p</sub>                | 42  | -42        | 50                 | 1862 | 2 <sub>p</sub>                | 59  | -9         | 87                 |

| Годы | Годы в 11-<br>летнем<br>цикле | W   | $\Delta W$ | $\frac{W}{W_{\text{ср}}}$ | Годы | Годы в 11-<br>летнем<br>цикле | W   | $\Delta W$ | $\frac{W}{W_{\text{ср}}}$ |
|------|-------------------------------|-----|------------|---------------------------|------|-------------------------------|-----|------------|---------------------------|
| 1863 | 3 <sub>п</sub>                | 44  | -6         | 87                        | 1912 | 7 <sub>п</sub>                | 4   | -6         | 36                        |
| 1864 | 4 <sub>п</sub>                | 47  | +11        | 132                       | 1913 | Мин.                          | 1   | -5         | 23                        |
| 1865 | 5 <sub>п</sub>                | 30  | +6         | 127                       | 1914 | 1 <sub>р</sub>                | 10  | -6         | 61                        |
| 1866 | 6 <sub>п</sub>                | 16  | 0          | 100                       | 1915 | 2 <sub>р</sub>                | 47  | 0          | 100                       |
| 1867 | Мин.                          | 7   | +1         | 120                       | 1916 | 3 <sub>р</sub>                | 57  | -24        | 70                        |
| 1868 | 1 <sub>р</sub>                | 37  | +22        | 236                       | 1917 | Макс.                         | 104 | +4         | 104                       |
| 1869 | 2 <sub>р</sub>                | 74  | +27        | 156                       | 1918 | 1 <sub>п</sub>                | 81  | -4         | 95                        |
| 1870 | Макс.                         | 139 | +39        | 139                       | 1919 | 2 <sub>п</sub>                | 64  | -5         | 93                        |
| 1871 | 1 <sub>п</sub>                | 111 | +26        | 131                       | 1920 | 3 <sub>п</sub>                | 38  | -13        | 74                        |
| 1872 | 2 <sub>п</sub>                | 102 | +33        | 149                       | 1921 | 4 <sub>п</sub>                | 26  | -10        | 73                        |
| 1873 | 3 <sub>п</sub>                | 66  | +16        | 131                       | 1922 | 5 <sub>п</sub>                | 14  | -10        | 59                        |
| 1874 | 4 <sub>п</sub>                | 45  | +9         | 126                       | 1923 | Мин.                          | 6   | 0          | 95                        |
| 1875 | 5 <sub>п</sub>                | 17  | -7         | 71                        | 1924 | 1 <sub>р</sub>                | 17  | +1         | 106                       |
| 1876 | 6 <sub>п</sub>                | 11  | -5         | 69                        | 1925 | 2 <sub>р</sub>                | 44  | -3         | 94                        |
| 1877 | 7 <sub>п</sub>                | 12  | +23        | 123                       | 1926 | 3 <sub>р</sub>                | 64  | -17        | 79                        |
| 1878 | Мин.                          | 3   | -3         | 56                        | 1927 | 4 <sub>р</sub>                | 69  | -23        | 75                        |
| 1879 | 1 <sub>р</sub>                | 6   | -10        | 38                        | 1928 | Макс.                         | 78  | -22        | 78                        |
| 1880 | 2 <sub>р</sub>                | 32  | -15        | 68                        | 1929 | 1 <sub>п</sub>                | 65  | -20        | 77                        |
| 1881 | 3 <sub>р</sub>                | 54  | -27        | 67                        | 1930 | 2 <sub>п</sub>                | 36  | -33        | 52                        |
| 1882 | 4 <sub>р</sub>                | 60  | -32        | 65                        | 1931 | 3 <sub>п</sub>                | 21  | -29        | 42                        |
| 1883 | Макс.                         | 64  | -36        | 64                        | 1932 | 4 <sub>п</sub>                | 11  | -24        | 31                        |
| 1884 | 1 <sub>п</sub>                | 64  | -21        | 75                        | 1933 | Мин.                          | 6   | 0          | 93                        |
| 1885 | 2 <sub>п</sub>                | 52  | -16        | 76                        | 1934 | 1 <sub>р</sub>                | 9   | -7         | 55                        |
| 1886 | 3 <sub>п</sub>                | 25  | -25        | 50                        | 1935 | 2 <sub>р</sub>                | 36  | -11        | 76                        |
| 1887 | 4 <sub>п</sub>                | 13  | -22        | 37                        | 1936 | 3 <sub>р</sub>                | 80  | -1         | 98                        |
| 1888 | 5 <sub>п</sub>                | 7   | -17        | 28                        | 1937 | Макс.                         | 114 | +14        | 114                       |
| 1889 | Мин.                          | 6   | 0          | 103                       | 1938 | 1 <sub>п</sub>                | 110 | +25        | 129                       |
| 1890 | 1 <sub>р</sub>                | 7   | -9         | 45                        | 1939 | 2 <sub>п</sub>                | 89  | +20        | 130                       |
| 1891 | 2 <sub>р</sub>                | 36  | -12        | 75                        | 1940 | 3 <sub>п</sub>                | 68  | +17        | 134                       |
| 1892 | 3 <sub>р</sub>                | 73  | -8         | 90                        | 1941 | 4 <sub>п</sub>                | 48  | +12        | 133                       |
| 1893 | Макс.                         | 85  | -15        | 85                        | 1942 | 5 <sub>п</sub>                | 31  | +6         | 127                       |
| 1894 | 1 <sub>п</sub>                | 78  | -7         | 92                        | 1943 | 6 <sub>п</sub>                | 16  | 0          | 100                       |
| 1895 | 2 <sub>п</sub>                | 64  | -4         | 94                        | 1944 | Мин.                          | 10  | +4         | 157                       |
| 1896 | 3 <sub>п</sub>                | 42  | -9         | 83                        | 1945 | 1 <sub>р</sub>                | 33  | +17        | 210                       |
| 1897 | 4 <sub>п</sub>                | 26  | -9         | 74                        | 1946 | 2 <sub>р</sub>                | 93  | +45        | 196                       |
| 1898 | 5 <sub>п</sub>                | 27  | +3         | 111                       | 1947 | Макс.                         | 152 | +52        | 152                       |
| 1899 | 6 <sub>п</sub>                | 12  | -4         | 74                        | 1948 | 1 <sub>п</sub>                | 136 | +52        | 161                       |
| 1900 | 7 <sub>п</sub>                | 10  | 0          | 95                        | 1949 | 2 <sub>п</sub>                | 135 | +67        | 198                       |
| 1901 | Мин.                          | 3   | -3         | 44                        | 1950 | 3 <sub>п</sub>                | 84  | +33        | 166                       |
| 1902 | 1 <sub>р</sub>                | 5   | -11        | 32                        | 1951 | 4 <sub>п</sub>                | 69  | +34        | 195                       |
| 1903 | 2 <sub>р</sub>                | 24  | -23        | 52                        | 1952 | 5 <sub>п</sub>                | 31  | +7         | 130                       |
| 1904 | 3 <sub>р</sub>                | 42  | -39        | 52                        | 1953 | 6 <sub>п</sub>                | 14  | -2         | 85                        |
| 1905 | Макс.                         | 64  | -36        | 64                        | 1954 | Мин.                          | 4   | -2         | 72                        |
| 1906 | 1 <sub>п</sub>                | 54  | -31        | 64                        | 1955 | 1 <sub>р</sub>                | 38  | +22        | 240                       |
| 1907 | 2 <sub>п</sub>                | 62  | -6         | 91                        | 1956 | 2 <sub>р</sub>                | 142 | +94        | 300                       |
| 1908 | 3 <sub>п</sub>                | 48  | -2         | 96                        | 1957 | Макс.                         | 190 | +90        | 190                       |
| 1909 | 4 <sub>п</sub>                | 44  | +8         | 123                       | 1958 | 1 <sub>п</sub>                | 185 | +100       | 218                       |
| 1910 | 5 <sub>п</sub>                | 19  | -6         | 77                        | 1959 | 2 <sub>п</sub>                | 159 | +90        | 232                       |
| 1911 | 6 <sub>п</sub>                | 6   | -11        | 35                        |      |                               |     |            |                           |

аномалиям  $I$  циклов следует, что соотношение мощности трех фаз 11-летнего цикла может быть самым различным. Эти различия, несомненно, должны отражаться на ходе циклических колебаний всех тех метеорологических и гидрологических элементов, которые достаточно тесно связаны с 11-летним циклом колебаний солнечной активности. В ряде работ, в которых установлено наличие подобных связей, показана неоднородность геофизических проявлений солнечной активности на разных фазах 11-летнего цикла. Отсюда следует, что аномальное



Таблица 4

## Знаки годовых аномалий чисел Вольфа

| № цикла         | Минимум | 1р  | 2р  | 3р  | 4р  | 5р  | 6р  | Максимум | 1п  | 2п  | 3п  | 4п  | 5п  | 6п  | 7п  | 8п  | 9п  | 10п | Число лет со знаком |            | Число лет в цикле | Повторяемость<br>аномалии,<br>% |
|-----------------|---------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|----------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|---------------------|------------|-------------------|---------------------------------|
|                 |         |     |     |     |     |     |     |          |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     | +                   | -          |                   |                                 |
| 1               | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | (11)              | 100                             |
| 1               | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 10                | 91                              |
| 2               | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 1                 | 89                              |
| 3               | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 1                 | 89                              |
| 4               | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 13,5              | 96                              |
| 5               | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 0,5               | 100                             |
| 6               | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 12                | 100                             |
| 7               | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 13                | 100                             |
| 8               | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 10                | 100                             |
| 9               | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 1                 | 90                              |
| 10              | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 8                 | 62                              |
| 11              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 5,5               | 50                              |
| 12              | +       | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 9                 | 82                              |
| 13              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 2                 | 100                             |
| 14              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 11                | 83                              |
| 15              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 10                | 92                              |
| 16              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 8                 | 80                              |
| 17              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 9                 | 90                              |
| 18              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 6,5               | 59                              |
| 19              | (-)     | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)      | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-) | (-)                 | (-)        | 9                 | 90                              |
| За циклы № 1—18 |         |     |     |     |     |     |     |          |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     | 83,5 (42%)          | 115% (58%) | 199               | Среднее 86                      |

развитие той или иной фазы должно проявиться в степени выраженности соответствующих гидрометеорологических аномалий и в степени тесноты гелиогеофизических связей на разных фазах 11-летнего цикла. Думается, что дальнейшие исследования в этом направлении приведут к интересным результатам.

Перейдем к рассмотрению годовых аномалий солнечной активности.

Располагая нормальными значениями  $W$  для каждого года 11-летнего цикла, автор вычислил отклонения от этих норм по всему ряду надежных наблюдений  $W$ , т. е. с 1749 по 1959 г. Значения годовых аномалий  $W$  в абсолютных и относительных величинах приведены в табл. 3. Для подсчета аномалий были использованы значения  $W$ , вычисленные с точностью до десятых долей. Для качественного сопоставления аномалий различных циклов и однородных лет в каждом цикле построена табл. 4, в которой знаки аномалий  $W$  расположены так, чтобы вертикальные столбцы объединяли однородные годы 11-летних циклов, а горизонтальные строки включали все годы одного цикла.

Из итоговых подсчетов повторяемости положительных и отрицательных аномалий  $W$  следует, что отрицательные аномалии наблюдаются чаще, чем положительные — в 58% случаев. Весьма показателен подсчет знака  $\Delta W$  по отдельным циклам. Как правило, все годы или подавляющее большинство лет одного цикла имеют однородный знак аномалии. Это правило в среднем за весь ряд наблюдений оправдывается в 86% случаев. Тем самым получает еще одно подтверждение концепция Вальдмайера [16], заключающаяся в том, что цикл от минимума до минимума представляет собой замкнутое целое или, по выражению М. С. Эйгенсона [12], «физически самостоятельное звено в эволюции солнечной активности».

Уже в самом начале цикла по отклонению  $W$  от нормы можно судить о характере всего цикла, т. е. о преобладании того или иного знака  $\Delta W$ . Определение преобладающего знака  $\Delta W$  в цикле по знаку  $\Delta W$  в год минимума имеет обеспеченность 74%. С возрастанием  $W$  эта обеспеченность постепенно повышается: в год  $1_p$  она равна 79%, в год  $2_p$  — 84%, в год  $3_p$  (с включением максимумов, приходящихся на этот год) она доходит до 89,5%. По преобладающему знаку за первые три года цикла (минимум,  $1_p$ ,  $2_p$ ) преобладающий знак  $\Delta W$  всего цикла определяется с такой же обеспеченностью (около 90%), как и по году  $3_p$ .

В среднем для всех лет первой фазы цикла совпадение знака аномалии со знаком преобладающей аномалии цикла равно 80%. Наиболее однородны знаки  $\Delta W$  во второй фазе цикла. Только два года (в циклах № 9 и 15) из 73, т. е. 3%, имеют знаки  $\Delta W$ , отличные от преобладающего знака в этой фазе. По совпадению с преобладающей аномалией цикла получается несколько меньшая величина сходства знака — 93%, а не 97%. Эта небольшая разница возникает за счет цикла № 10, в котором повторяемости положительной и отрицательной аномалии равны, но по абсолютной величине преобладают положительные аномалии. Кроме того, повторяемость положительных аномалий в цикле № 10 выше средней для всех циклов на 8%. Все это заставляет считать положительную аномалию преобладающей в данном цикле. При этом годы средней фазы цикла будут иметь отрицательный знак  $\Delta W$ , что и учитывается при подсчете числа совпадений знака  $\Delta W$  со знаком преобладающей аномалии цикла. Годы третьей фазы цикла дают в среднем 85% совпадений знака  $\Delta W$  с преобладающим в цикле, т. е. меньше, чем годы второй фазы, но больше, чем годы первой фазы.

На основании приведенных в табл. 3 величин  $\frac{W}{W_{cp}}$  построен график

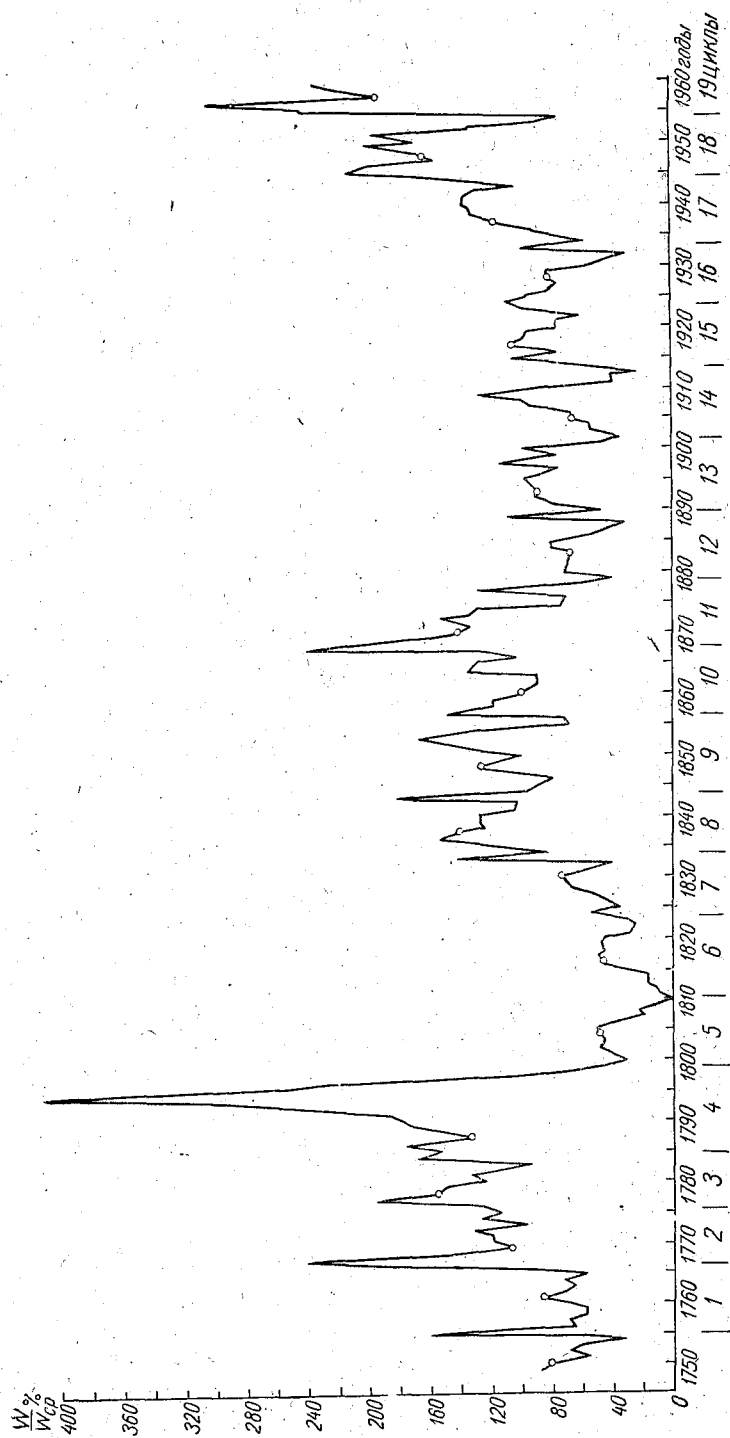


Рис. 2. Многолетний ход  $\frac{W}{W_{cp}}$ .  
Кружки означают годы максимума.

(рис. 2), а последовательные суммы  $\frac{W}{W_{\text{ср}}} - 100$  даны в виде интегральной кривой на рис. 3.

Прослеживая ход  $\Delta W$  и  $\frac{W}{W_{\text{ср}}}$  по табл. 3 и 4 и рис. 2 и 3, обнаруживаем, помимо 11-летних циклов, более длительные эпохи однородного знака аномалий солнечной активности. Эти эпохи четко отделяются одна от другой, причем их границы в подавляющем большинстве случаев приходятся на годы минимумов 11-летних циклов. В этом еще раз проявляется физическая целостность 11-летних циклов.

Первая эпоха, начало которой установить по данным табл. 3 нельзя,

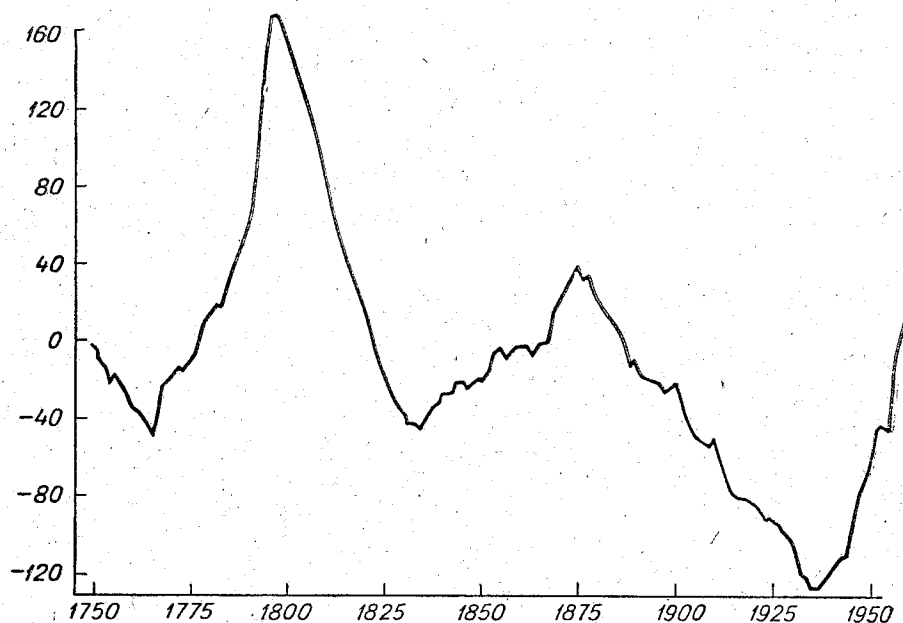


Рис. 3. Интегральная кривая  $\sum \left( \frac{W}{W_{\text{ср}}} - 100 \right)$ .

так как оно приходится на период до 1749 г., характеризуется отрицательными значениями  $\Delta W$ . Эта эпоха длилась по 1765 г., т. е. до конца цикла № 1. Из последних 17 лет этой эпохи 16 (т. е. 94%) имеют отрицательный знак  $\Delta W$ .

Вторая эпоха началась с 1766 г., т. е. с начала цикла № 2 и охватила три цикла: № 2, 3 и 4. Эта эпоха длилась 32 года и имела в 92% лет положительную аномалию  $W$ .

Третья эпоха, с низкой солнечной активностью, началась с 1798 г., т. е. с начала цикла № 5, и охватила, как и предыдущая, три цикла (№ 5, 6 и 7), длящиеся в общей сложности 35 лет. Все эти годы имеют отрицательный знак  $\Delta W$ .

Четвертая эпоха длилась 45 лет (1833—1877 гг.) и охватила четыре цикла (№ 8, 9, 10 и 11). Это эпоха повышенной солнечной активности, но с более частыми нарушениями преобладающей аномалии. Повторяемость положительного знака  $\Delta W$  составляет только 70%.

Пятая эпоха началась с 1878 г., т. е. с начала цикла № 12, и длилась больше, чем предшествующие эпохи. Она характеризуется низкой солнечной активностью. В эту эпоху входят полностью пять циклов: № 12,

13, 14, 15 и 16. Отрицательные  $\Delta W$  продолжают еще и на ветви роста цикла № 17, переход к положительным аномалиям наступил в 1937 г. — в максимуме цикла № 17. Однако, учитывая, что во всех остальных случаях границами эпох являются годы минимумов и что автор считает 11-летние циклы неразрывными, физически связанными группами лет, рациональнее и в этом случае считать началом следующей эпохи 1933 год — год начала цикла № 17. Таким образом, длительность пятой эпохи составляет 55 лет, из которых 49 (или 89%) имеют отрицательные аномалии  $W$ .

Шестая, еще не закончившаяся эпоха характеризуется очень высокой солнечной активностью. Она охватывает циклы № 17, 18 и 19 (текущий) и продолжается (считая по 1960 г.) уже 28 лет.

Представляет большой научный и практический интерес определение тенденции дальнейшего хода солнечной активности. Этот вопрос тем более важен, что в последнее время перед советскими учеными со всей серьезностью ставится проблема прогноза колебаний климата, а решение этой проблемы трудно представить каким-либо иным путем, не основывающимся на учете многолетних колебаний солнечной активности.

В ряде работ М. С. Эйгенсона [12], И. В. Максимова [8], А. А. Гирса [5], А. Я. Безруковой [2], И. М. Соскина [10], А. Л. Каца [6] и некоторых зарубежных ученых уже высказывались прогностические соображения на ближайшие несколько десятилетий. Как правило, в качестве основы для построения прогнозов подобного рода использовались многолетние циклы колебаний солнечной активности, в первую очередь «вековой» или «80-летний» цикл, т. е. цикл длительностью 7—8 11-летних циклов. Доводы в пользу реальности и геофизического значения этого цикла приводились во многих исследованиях советских и зарубежных авторов, в частности в обстоятельной работе И. В. Максимова [8]. По Глайсбергу, вероятность реальности векового цикла близка к 100% (более 99,5%). Для подтверждения реальности этого цикла, помимо непосредственных солнечных данных, привлекались наблюдения над полярными сияниями, колебаниями уровня Каспийского моря и озер, над кольцами деревьев и различными метеорологическими и гидрологическими характеристиками с длинными рядами наблюдений.

К сожалению, используемые ряды лет с надежными наблюдениями солнечных пятен недостаточно велики для вполне исчерпывающего доказательства наличия реальных солнечных циклов длительностью 80—90 лет. Поэтому каждое дополнительное подтверждение реальности векового цикла на новых материалах или новых характеристиках солнечной деятельности весьма существенно для подкрепления базы многолетних прогнозов солнечной активности и связанных с ними прогнозов колебаний климата.

Рассмотрим с этой точки зрения выводы из приводимых в настоящей статье материалов по многолетним колебаниям годовых аномалий чисел Вольфа. На основании указанных материалов были выделены эпохи с четко выраженным преобладанием положительных или отрицательных аномалий. Вопрос о неслучайности выявленной группировки аномалий можно решить путем применения критерия Вейнберга — одного из простейших статистических критериев, подходящих для этой задачи.

Число перемен знака аномалии при чисто случайном распределении определяется из выражения

$$a = 2pqn,$$

где  $a$  — число смен знака,  $p$  — вероятность положительной аномалии,  $q$  — вероятность отрицательной аномалии,  $n$  — число членов ряда.

Вероятная ошибка числа  $a$  равна

$$F_a = 1,348 \sqrt{pq(n-1)(1-3pq)}.$$

В нашем случае при  $n=212$  число  $a$  должно равняться 104, а ошибка  $F_a=5$ .

Фактическое число смен знака  $\Delta W$  в ряду лет с 1749 по 1960 г. равно 37. Расхождение между фактическим и теоретическим (для случайного ряда) значениями  $a$  равно 67, что превышает вероятную ошибку более чем в 13 раз. Между тем уже при расхождении порядка  $4F$  распределение аномалий нельзя считать случайным. Следовательно, группировка аномалий  $W$  подчинена некоторой закономерности. Что же можно сказать о характере этой закономерности?

Налицо чередование довольно длительных, но неравных «эпох» с хорошо подчеркнутой однотипностью аномалий внутри каждой эпохи и резкими переломами, приходящимися, как правило, на годы минимумов (через 3, 4, 5 циклов).

Из шести выделенных эпох известна продолжительность только четырех (второй, третьей, четвертой и пятой), равная 32, 35, 45 и 55 годам. Этих данных недостаточно для того, чтобы вынести определенное суждение о нормальной длительности эпохи и полного цикла изменения аномалий  $W$ . Возможны различные варианты попарного объединения соседних эпох, можно устанавливать границы вековых циклов, начиная их не с первого минимума эпохи, а с наиболее глубокого. Для определения продолжительности вековых циклов и их границ весьма существенно учесть хотя бы приближенные данные о длительности первой эпохи, начало которой падает на период до 1749 г.

С известной оговоркой можно использовать для этой цели реконструированные величины  $W$  за период с 1700 г., вычисленные Фритцем [13], или те же данные (с 1701 г.), несколько исправленные Вольфом. Этот дополнительный период охватывает  $4\frac{1}{2}$  11-летних циклов, которым условно придадим от № —1 до № —5.

Цикл № —5 начался в 1698 г. и закончился в 1711 г. По этому циклу отсутствуют данные за первые два года, но весь он характеризовался весьма низкой солнечной активностью. Такой же низкий уровень активности сохранялся и в цикле № 4, который длился 11 лет — с 1712 по 1722 г. Цикл № —3 продолжался 10 лет (1723—1732 гг.). По данным Фритца, в этом цикле 8 лет имели  $W$  ниже нормы, по исправленным Вольфом данным, таких лет было 5. В цикле № —2, продолжавшемся 11 лет (с 1733 по 1743 г.), все годы по Фритцу и 7 лет по Вольфу имели отрицательную аномалию. В цикле № —1 (с 1744 по 1754 г.) все годы и по Фритцу и по Вольфу имели отрицательные значения  $\Delta W$ .

Таким образом, вся эпоха 1, от начала цикла № —5 (1698 г.) и до конца цикла № 1 (1765 г.), если пользоваться реконструированными данными и нормами, вычисленными за 18 циклов, может считаться эпохой низкой солнечной активности с очень большой повторяемостью отрицательных  $\Delta W$ : 96% по Фритцу или 84% по Вольфу. Длительность первой эпохи составляет с учетом дополнительных данных 68 лет. Все шесть циклов этой эпохи, по данным Фритца, имеют явное преобладание отрицательных  $\Delta W$ . По исправленным Вольфом значениям  $W$  пять циклов дают также отрицательную аномалию, но в цикле 1723—1732 гг. знак аномалии неопределенный: 5 лет со знаком + и 5 со знаком —.

Если более строго подходить к вычислению аномалий  $W$  за годы, предшествовавшие 1755 (начало цикла № 1), то следует перевычислить нормы с учетом данных за пять циклов (от № —1 до № —5), так как этот

период отличался очень низкой солнечной активностью. Действительно, если произвести пересчет норм с добавлением пяти циклов, они заметно снизятся (в среднем на 7%). При этом в цикле № —3 восемь лет из десяти будут иметь положительные  $\Delta W$ , следовательно, в целом этот цикл надо будет считать высоким.

Включая для подсчета новых норм годы с низкой солнечной активностью с ненадежными данными, нельзя оставить в стороне годы текущего цикла № 19, который еще не закончился, но по которому имеются вполне надежные данные за все годы восходящей ветви и начало нисходящей ветви. Цикл № 19 отличается исключительно высокой активностью. Включение в используемый ряд данных этого цикла почти полностью компенсирует отрицательные аномалии циклов от № —1 до № —5, и новые нормы за 24 цикла (от № —5 до № 19 включительно, без нескольких последних лет этого цикла) оказываются почти такими же, как

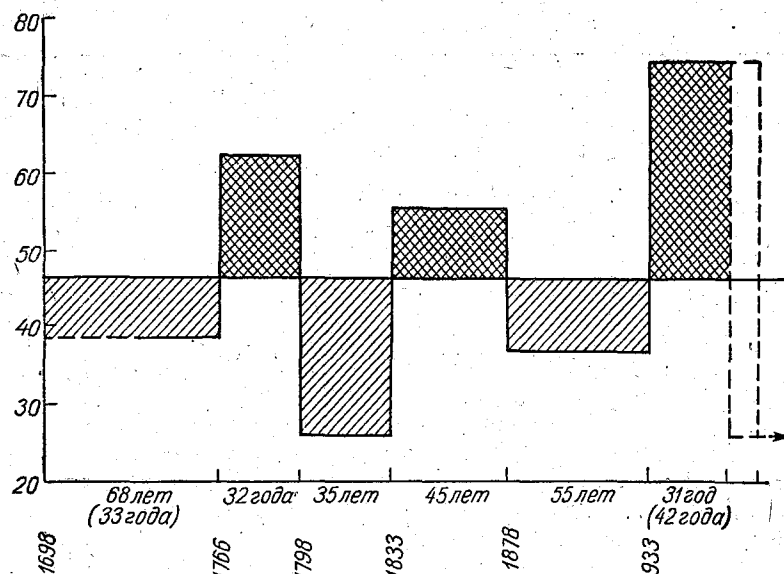


Рис. 4. Эпохи однозначных аномалий чисел Вольфа.

за циклы № 1—18 (в среднем ниже на 1%). Среднее  $W$  за 24 цикла равно 46,6.

Таким образом, нет необходимости изменять принятые автором нормы за полные 18 циклов с надежными данными. По отношению к этим нормам цикл № —3 имеет неопределенный характер; по нормам за 24 цикла незначительное преобладание получает в этом цикле положительная аномалия  $W$ . Надо заметить, что в пользу положительной аномалии говорит и то, что основная, вторая фаза цикла № —3 имеет значения  $W$  (по Вольфу) выше нормы как за 24, так и за 18 циклов.

Если признать, по приведенным выше соображениям, преобладающей аномалией в цикле № —3 положительную, то тогда начало первой эпохи надо будет перенести на начало цикла № —2 (1733 г.) и длительность этой эпохи составит всего 33 года (циклы № —2, —1 и 1).

Все изложенное относительно аномалии цикла № —3 не дает достаточных оснований для окончательного решения вопроса о преобладающем знаке аномалии этого цикла, а следовательно, и о длительности первой эпохи. Приходится считаться с возможностью двух вариантов: первая эпоха охватывала 6 циклов (68 лет) или только 3 цикла (33 года).

Итоговые данные по всем эпохам сведены в табл. 5. В этой таблице приведены также средние значения  $W$  для каждой эпохи. Для первой эпохи даны средние за 68 лет, для шестой эпохи — приближенные данные за 31 год (величины для 1960—1963 гг. ориентировочные). Продолжительность эпох и средние  $W$  изображены на схематичном рис. 4.

Возможные варианты попарного объединения двух соседних эпох в полный цикл приведены в правой части табл. 5.

Таблица 5

Продолжительность эпох и «вековых» циклов

| Эпоха |                  |       | W среднее за эпоху | Преобладающий знак $\Delta W$ | Продолжительность эпох |           | Продолжительность вековых циклов                                      |                                                                           |
|-------|------------------|-------|--------------------|-------------------------------|------------------------|-----------|-----------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| №     | начало           | конец |                    |                               | в 11-летних циклах     | в годах   | в 11-летних циклах                                                    | в годах                                                                   |
| 1     | 1698<br>или 1733 | 1765  | (38,7)             | —                             | 3 или 6                | 33 или 68 | $\left. \begin{array}{c} 6 \\ \text{или} \\ 9 \end{array} \right\} 6$ | $\left. \begin{array}{c} 65 \\ \text{или} \\ 100 \end{array} \right\} 67$ |
| 2     | 1766             | 1797  | 62,5               | +                             | 3                      | 32        |                                                                       |                                                                           |
| 3     | 1798             | 1832  | 26,0               | —                             | 3                      | 35        |                                                                       |                                                                           |
| 4     | 1833             | 1877  | 55,9               | +                             | 4                      | 45        | $\left. \begin{array}{c} 7 \\ \end{array} \right\} 9$                 | $\left. \begin{array}{c} 80 \\ \end{array} \right\} 100$                  |
| 5     | 1878             | 1932  | 37,7               | —                             | 5                      | 55        |                                                                       |                                                                           |
| 6     | 1933             | ?     | (75,0)             | +                             | 3 (4)                  | 31 (42)   | 8 (9)                                                                 | 86 (97)                                                                   |

Данные для шестой (текущей) эпохи и текущего векового цикла, помещенные в скобки, исходят из предположения о том, что текущая эпоха закончится циклом № 20. Без скобок приведены величины, вытекающие из предположения, что шестая эпоха заканчивается циклом № 19. Продолжительность эпохи и векового цикла дана при условии окончания цикла № 19 в 1963 г. и цикла № 20 в 1974 г. Эти даты могут несколько измениться: цикл № 19 может продлиться до 1964 г., а конец цикла № 20 может прийти на 1973 или 1975 г. Большие сдвиги маловероятны.

Выше приведены два варианта продолжительности текущей эпохи высокой солнечной активности. По первому из них эта эпоха закончится уже через 1—2 года, по второму она может продлиться до середины 70-х годов. Какой же из этих вариантов более вероятен?

Вопрос этот решался бы просто при условии постоянства длительности эпох однородного знака  $\Delta W$ . Однако, как видно из табл. 5, продолжительность эпох № 2—5, определенная по надежным наблюдениям, колебалась в больших пределах — от 32 до 55 лет. Если же учесть один из возможных вариантов длительности эпохи 1, то амплитуда продолжительности эпох возрастет еще больше. Как следствие этого, длина полного цикла изменений  $\Delta W$  также может изменяться в значительных пределах: от 65 до 100 лет или от шести до девяти 11-летних циклов.

По данным табл. 5 средняя продолжительность одной эпохи равна 40 или 47 годам (в зависимости от продолжительности первой эпохи). Средняя продолжительность векового цикла по парам эпох 2—3 и 4—5 равна 83,5 года, а по парам 1—2 и 3—4 она составляет 72,5 или 90 лет (в среднем 81 год). Эти средние величины вычислены по очень небольшому числу случаев и имеют значительную дисперсию, что необходимо



учитывать при использовании указанных величин даже для ориентировочных прогнозов. Очень существенно, однако, что полученные нами значения продолжительности векового цикла совпадают с величинами, найденными рядом других авторов как непосредственно по солнечным данным, так и по другим характеристикам. Подробный обзор исследований векового цикла можно найти в работах М. С. Эйгенсона [12] и И. В. Максимова [8]. Приведем результаты некоторых из этих исследований.

А. П. Ганский одним из первых (еще в 1904 г.) отметил существование «80-летнего» цикла. По его данным, охватывающим наблюдения за солнечными пятнами в XVIII—XIX вв., средняя длина цикла равна 73 годам.

М. С. Эйгенсон и другие авторы, использовавшие ряд наблюдений W за последние 200—250 лет, нашли, что вековой цикл имеет среднюю продолжительность 89—90 лет (7—8 11-летних циклов).

Глайсберг и Клаф использовали для определения длины векового цикла показатели солнечной активности, реконструированные вплоть до II—III в. н. э., а также материалы по различным геофизическим явлениям, связанным с солнечной активностью — полярным сияниям, кольцам деревьев, нильским паводкам и др. По этим данным также получились циклы, имеющие среднюю продолжительность 78, 83, 87 лет с колебаниями в пределах от 60 до 100 лет.

Истон нашел циклы со средней длительностью 89,5 лет в повторяемости суровых зим в Западной Европе. Им исследован ряд лет с 1215 по 1905 г.

И. В. Максимов, подвергнув периодографическому анализу целый ряд показателей ледового режима, получил среднее значение периода 83 года. Особенно большой ряд лет был исследован Максимовым по годовым кольцам секвой (с 1295 г. до н. э. до 1905 г.). Средняя длина периода за промежуток времени более чем за 3200 лет оказалась равной 84,1 года.

Все эти и некоторые другие данные свидетельствуют о том, что циклы порядка 80—90 лет, обнаруживаемые по солнечным наблюдениям за последние 200—250 лет, имели место на протяжении многих столетий. Следовательно, есть основание использовать этот цикл для прогнозов на несколько десятилетий, но обязательно учитывая возможные отклонения от средней продолжительности цикла. В самых последних работах по «80-летнему», или «вековому», циклу наряду с подтверждениями его существования снова приводятся указания на изменения его продолжительности и на наличие длительных промежутков времени, когда этот цикл проявлялся очень слабо.

Существенный интерес представляет работа М. Копецкого [7], в которой показано специфическое отличие векового цикла от 11-летнего. В то время как 11-летние циклы являются циклами колебаний числа новообразующихся пятен, вековые циклы отражают изменение числа повторяющихся долгосуществующих групп пятен. Отсюда вытекает весьма важное следствие: так как главным образом повторяющиеся группы обуславливают четкость солнечных ритмов и связанных с ними ритмических процессов в земной атмосфере [3], то степень выраженности этих ритмов должна зависеть от вековых колебаний солнечной активности.

Выделение в более чистом виде именно вековых колебаний путем использования аномалий W в отклонениях от 11-летнего циклического хода позволяет, таким образом, учитывать влияние солнечного фактора, играющего важную роль в управлении атмосферными ритмами. С последними же связаны многие закономерности межмесячных и межсезон-

ных метеорологических связей, в частности, установленные в последних работах ЦИП [11].

Итак, основанием для прогнозов дальнейших колебаний солнечной активности и связанных с ними атмосферных процессов могут служить вековые циклы и выделенные автором эпохи однозначных аномалий  $W$ , являющиеся по отношению к вековым циклам полциклами.

Обычно, оперируя с вековыми циклами, границы между ними устанавливают по минимумам из максимальных значений  $W$  в 11-летнем цикле, по экстремумам (чаще минимумам) сглаженных кривых или точкам перелома интегральных кривых. Иногда для выявления вековых циклов пользуются значениями  $W$ , осредненными по 11-летним циклам. От способа построения кривых зависит и сдвиг границ вековых циклов в ту или другую сторону. Принятое автором разграничение вековых циклов и эпох иное: они начинаются тогда, когда изменяется аномалия  $W$ , т. е. с года минимума 11-летнего цикла, в котором преобладающий знак  $\Delta W$  отличается от аномалии предшествующей эпохи. Таким образом, каждая эпоха состоит из целого числа 11-летних циклов и характеризуется определенным знаком аномалии солнечной активности, а вековой цикл состоит из двух эпох с разными знаками аномалии  $W$ .

Как следует из табл. 5, текущая шестая эпоха длится уже на протяжении трех 11-летних циклов. Вместе с предшествующей пятой эпохой они охватывают уже восемь циклов. Исходя из средней продолжительности векового цикла, можно считать, что с цикла № 20 начнется новая эпоха. В большинстве прогнозов дальнейшего хода солнечной активности на цикл № 20 даются низкие значения средних величин  $W$  и максимального  $W$ , во всяком случае более низкие, чем в цикле № 19. Имеются некоторые расхождения в определении начала текущего векового цикла: некоторые начинают его с 1901 г., другие с 1913 г. (по годам минимумов цикла № 14 или 15). При использовании скользящих кривых получаются немного сдвинутые даты, но почти все исследователи считают, что цикл № 19 является вершиной векового цикла и что последнему «пора» уже, как говорит Эйгенсон, начать переходить с ветви роста на ветвь спада. Дойдут ли при этом значения  $W$  уже в цикле № 20 до значений ниже нормальных, сказать окончательно нельзя. Учитывая прогнозы других авторов, мы считаем такой вариант более приемлемым, но имеем в виду возможность осуществления и другого варианта, при котором новая эпоха начнется лишь с цикла № 21, т. е. в середине 70-х годов.

В пользу первого варианта говорят и соображения, основанные на сравнении общего характера вековых циклов XVIII и XIX вв. с текущим. Лучшим аналогом текущего цикла является цикл XVIII столетия. Этого мнения придерживается большинство составителей солнечных прогнозов. Если развитие текущего векового цикла пойдет так, как в XVIII в., то после максимума должен будет наблюдаться очень быстрый спад активности. По приведенным выше данным эпоха высоких  $W$  в XVIII столетии длилась три 11-летних цикла. Другая эпоха высоких  $W$  (XIX в.) длилась четыре цикла, но характер векового цикла XIX в. менее сходен с текущим. Поэтому более вероятно, что нынешняя эпоха положительных  $\Delta W$  закончится циклом № 19. Так как по первым годам нового цикла уже можно судить о характере всего цикла, окончательно вопрос о начале новой эпохи можно будет решить примерно в 1965 г.

При некоторой неопределенности прогноза на ближайший 11-летний цикл можно более уверенно дать соображения о последующих циклах. Начиная с цикла № 20 (или в крайнем случае с цикла № 21), должна наступить эпоха низкой солнечной активности, которая будет длиться по меньшей мере три 11-летних цикла или даже четыре-пять циклов. Та-

ким образом, последние три десятилетия нашего века и, возможно, начало XXI в. будут иметь общий уровень солнечной деятельности значительно более низкий, чем наблюдаемый в настоящее время. Этот вывод вполне согласуется с прогнозами Эйгенсона и других астрономов.

Какое же отражение найдут ожидаемые изменения солнечной активности в колебаниях метеорологического и гидрологического режима?

В соответствии с результатами целого ряда исследований, посвященных изучению гелиогеофизических связей, в том числе и самых последних работ, например А. Л. Каца [6], переход к эпохе низкой активности Солнца будет характеризоваться условиями атмосферной циркуляции и гидрометеорологического режима, более близкими к тем, которые наблюдались до 30-х годов нашего столетия, т. е. до так называемой «эпохи потепления Арктики».

Прежде всего следует ожидать существенного ослабления общей циркуляции атмосферы. Особенно заметным будет уменьшение интенсивности циклонической деятельности в высоких широтах. Планетарная высотная фронтальная зона в высоких северных широтах будет занимать более южное положение. Циклоны, проходившие ранее через акваторию наших северных морей, будут перемещаться по более южным траекториям — через северную половину Европейской территории СССР, включая ее центральные районы. Будут наблюдаться более часто процессы зонального переноса, уменьшится повторяемость восточных процессов. Уменьшится частота смен форм циркуляции, увеличится средняя продолжительность периодов однотипной циркуляции. Возрастет континентальность климата Европейской территории СССР и Западной Сибири. Температуры зимних месяцев понизятся, арктические вторжения будут более мощными, усилится ледовитость арктических морей. Естественный сток в бассейне Волги будет возрастать. Уровень Каспийского моря (без учета искусственных мероприятий и забора воды из Волги) будет возрастать.

Все перечисленные, а также многие другие характеристики климата и гидрологического режима, связанные с колебаниями солнечной активности, заметным образом изменятся по сравнению с фоновыми характеристиками последних трех десятилетий. Поэтому при планировании зависящих от метеорологических условий мероприятий на несколько десятилетий вперед нерационально будет пользоваться «свежими» климатическими нормами, захватывающими последний период (с 30-х годов). Более репрезентативными будут климатические характеристики периодов низкой солнечной активности: 1878—1932 и 1798—1832 гг. При наличии данных необходимо использовать и характеристики эпохи 1698—1755 гг. Назрела необходимость в составлении нового типа климатологических атласов, построенных не по обычным нормам за весь имеющийся ряд лет, а по нормам, вычисленным отдельно для эпох с высокой и низкой солнечной активностью, а также для различных фаз 11-летнего цикла.

В настоящее время перед наукой встают новые проблемы, связанные с грандиозными замыслами по крупномасштабным искусственным воздействиям на климат нашей страны. Начинается разработка проектов, основанных на самых разнообразных идеях. Но каковы бы то ни были эти проекты, все они обязательно должны учитывать те характеристики климата и естественные его изменения, на фоне которых предполагается проведение планируемых мероприятий. Поэтому прогнозы колебаний климата становятся одной из актуальнейших задач метеорологии.

Высказанные в настоящей статье соображения, как и результаты предшествующих работ других авторов, дают некоторую ориентировку

в отношении общей тенденции изменений климата. Однако предстоит еще огромная исследовательская работа, направленная на создание детальной и хорошо обоснованной методики климатических прогнозов.

В настоящее время ясно, что создание подобной методики мыслимо лишь на базе всестороннего изучения закономерностей, связывающих атмосферные процессы с деятельностью Солнца. Все это требует самого широкого развертывания работ по проблеме Солнце—Земля с глубоким проникновением в физическую сущность механизма гелиогеосвязей.

В заключение необходимо добавить, что в данной статье был затронут вопрос лишь о влиянии векового цикла солнечной активности. Следует учитывать, что, помимо этого цикла, на колебания климата будут оказывать воздействия как циклы более высокого порядка, так и циклы меньшего порядка.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В. Г. Циклические колебания годового стока и их учет при гидрологических расчетах. Труды ГГИ, вып. 68, 1959.
2. Безрукова А. Я. Прогнозы чисел Вольфа в четных и нечетных циклах. Солнечные данные 1959 г., № 11.
3. Вительс Л. А. Солнечная природа атмосферных ритмов. Труды ЦИП, вып. 51, 1957.
4. Вительс Л. А. Влияние солнечной активности на степень тесноты внутриатмосферных прогностических связей. Солнечные данные 1960 г., № 10.
5. Гирс А. А. Многолетние преобразования форм атмосферной циркуляции и изменения солнечной активности. Метеорология и гидрология, № 10, 1956.
6. Кац А. Л. Сезонные изменения общей циркуляции атмосферы и долгосрочные прогнозы. Гидрометеиздат, Л., 1960.
7. Копецкий М. Цикличность физических индексов, отвечающих за цикличность пятнообразовательной деятельности Солнца. Солнечные данные 1959 г., № 3.
8. Максимов И. В. Вековые колебания ледовитости северной части Атлантического океана. Труды Института океанологии, т. VIII, 1954.
9. Оль А. И. О долгосрочном прогнозе солнечной активности на конец текущего и на следующий 11-летний цикл. Бюллетень Комиссии по исслед. Солнца, № 2 (16), 1949.
10. Соскин И. М. Уровень Каспия и солнечная активность. Труды ГГО, вып. 89, 1959.
11. Труды Центрального института прогнозов. Вып. 89 и 92, 1960.
12. Эйгенсон М. С. Очерки физико-географических проявлений солнечной активности. Львов, 1957.
13. Fritz H. Die perioden solaren und terrestrischen Erscheinungen. Viert. Jahr. Nat.forsch. Ges. Zürich, 38, 1893.
14. Meldrum C. On a secular variation in the rainfall in connection with the secular variation in amount of sun-spots. Proc. Roy Soc. London, XXIV, 1876.
15. Myrbach O. Sonnen Eleckenzyklus und Gewitterhäufigkeit in Wien, Kremsmünster und Bayern. Met. Zeitschr., 52, 1935.
16. Waldmeier M. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Leipzig, 1955 (2 Aufl.). Русский перевод 1 изд. Результаты и проблемы исследования Солнца. Изд. ин. лит. М., 1950 г.

## УСЛОВИЯ ПЕРЕНОСА И ТРАНСФОРМАЦИИ ОСАДКООБРАЗУЮЩИХ ВОЗДУШНЫХ МАСС НАД АЗИАТСКОЙ ТЕРРИТОРИЕЙ СССР В ВЕСЕННИЙ ПЕРИОД

Приведенные в статье данные позволяют оценить условия переноса (среднее время пребывания, средняя длина траектории, средняя скорость) и трансформации (степень однородности, изменение тепло- и влагосодержания) осадкообразующих воздушных масс в весенний период над Азиатской территорией СССР, к востоку от  $85^\circ$  в. д.

Исследование проведено с помощью метода траекторий переноса воздушных частиц, построенных по данным карт барической топографии Приморского бюро погоды.

Весенний период над Азиатской территорией СССР (АТС) в годовом ходе осадков характеризуется ростом количества осадков от зимнего минимума к летнему максимуму. В зависимости от степени удаленности пункта от побережья осадков с марта по май выпадает в 2—10 раз меньше, чем с июня по август.

В настоящей статье рассматриваются условия выпадения осадков весной над Восточной Сибирью и Дальним Востоком СССР, точнее, над районом Азии, расположенным к востоку от  $85^\circ$  в. д.

Анализ этих условий проводится с помощью метода траекторий переноса воздушных частиц, построенных по данным карт барической топографии Приморского бюро погоды (АТ<sub>850</sub>, АТ<sub>700</sub> и АТ<sub>500</sub>). По наземным синоптическим картам за 1956—1959 гг. отобрано 14 случаев, когда над всей территорией Дальнего Востока, над частью Забайкалья, Амурской областью и Приморьем или только над Забайкальем и Приморьем выпадали осадки (13/IV, 11, 31/V 1956 г.; 3/III, 8/IV 1957 г.; 13/III, 12, 25/IV, 9, 23/V 1958 г.; 28/III, 4, 23/IV, 30/V 1959 г.).

Нас интересовало:

а) происхождение осадкообразующих воздушных масс (определение районов и повторяемости выноса воздушных масс на каждой поверхности);

б) время их пребывания на территории, расположенной к востоку от  $85^\circ$  в. д. и заключенной между  $70^\circ$  и  $40^\circ$  с. ш.;

в) скорости переноса воздушных масс над АТС;

г) изменение тепло- и влагосодержания воздушных масс при движении их из определенных районов в выделенный для исследования район ( $40^\circ$ — $60^\circ$  с. ш.,  $90^\circ$ — $140^\circ$  в. д.);

д) оценка горизонтального рассеяния воздушных частиц в процессе их движения над рассматриваемой территорией.

Для получения общей характеристики синоптической обстановки, при которой в выбранные дни выпадали осадки, строились сборнокинематические карты, приведенные на рис. 1.

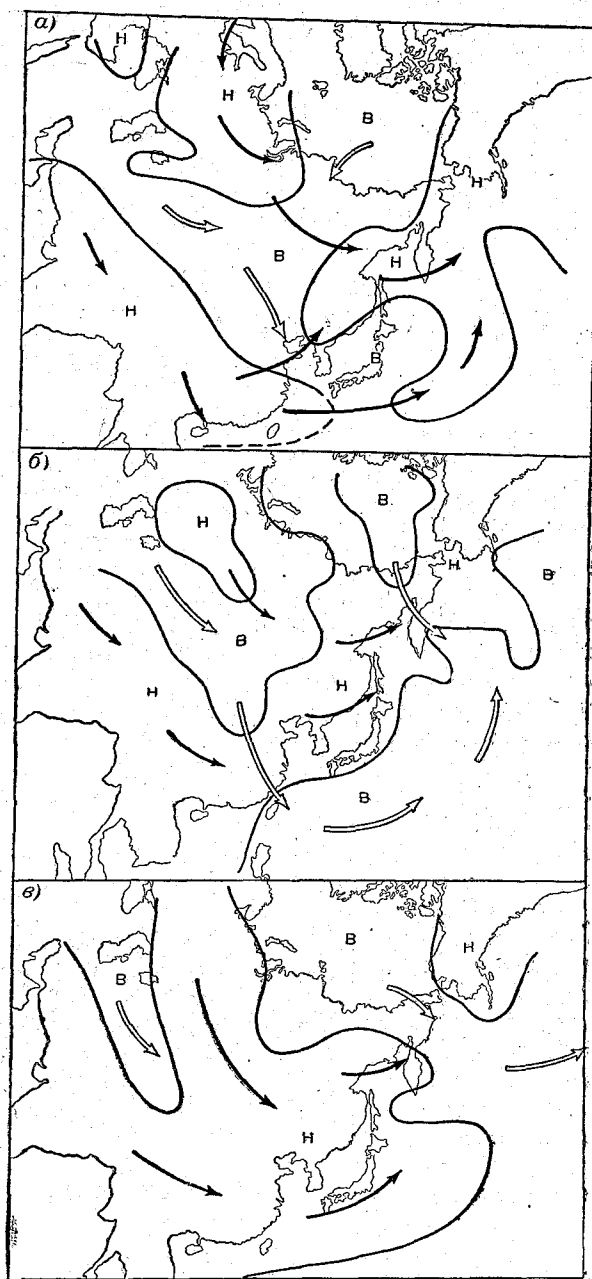


Рис. 1. Сборнокинематические карты для типов синоптического положения, при которых над Дальним Востоком выпадают осадки.  
 а — тип I, б — тип II, в — тип III.

В весенние месяцы среднее поле давления над АТС и всей Восточной Азией сохраняет характер зимней циркуляции (кроме субтропических и экваториальных широт).

Однако, как показывает анализ ежедневных синоптических карт и карт повторяемости траекторий движения циклонов, в весенние месяцы усиливается западный перенос и возрастает число циклонов, пересекающих территорию, расположенную к востоку от  $85^\circ$  в. д.

Циклоны западного происхождения, достигающие восточного побережья материка Евразии, в периоды, когда отсутствует область высокого давления (сибирский антициклон), дают осадки при трех типах синоптического положения.

При типе I синоптического положения (рис. 1 а) осадки наблюдались в основном над всей рассматриваемой территорией. Над частью Забайкалья, Приморьем, Амурской областью располагалась область низкого давления, представляющая собой западную часть обширной алеутской депрессии, распространенной в основном на северную половину Тихого океана.

Эта область из депрессии, расположенной над Индией и Индокитаем, отделена перебойным полем.

Сибирский антициклон смещен несколько на запад по сравнению со средним многолетним положением и соединен с обширной арктической областью высокого давления. В районе  $40^\circ$  с. ш. и  $120^\circ$  в. д. ядра, отделяющиеся от области сибирского антициклона, прорывают полосу низкого давления, вытянутую вдоль побережья Восточной Азии.

На сборнокинематической карте видно, что весной при типе I осадки наблюдаются над обширной территорией тогда, когда барическое поле подобно полю, соответствующему завершению первой стадии летнего муссона [1]. Только в этом случае область высокого давления располагается над Желтым и Японским морями, частью Охотского моря и западной частью Тихого океана (северное полушарие). От тихоокеанского антициклона, как и от сибирского, область высокого давления над этими окраинными морями отделена перебойным полем. Таким образом, осадки выпадают при вторжениях морского воздуха.

Анализ траекторий переноса воздушных частиц на  $AT_{850}$ ,  $AT_{700}$  и  $AT_{500}$  позволяет определить, из каких районов Евразии, Арктики и Тихого океана происходит вынос воздушных масс на советский Дальний Восток. Повторяемость выноса воздушных масс по зонам на каждой поверхности приведена в табл. 1. Повторяемость выноса определялась следующим образом. При исследовании весь район разбивался на 4 зоны, расположенные к востоку от  $85^\circ$  в. д. ( $25-40$ ,  $40-50$ ,  $50-60$  и  $60-70^\circ$  с. ш.), далее подсчитывалось число случаев выноса воздушных масс из соответствующих районов Евразии.

Как показывают данные, при типе I синоптического положения воздушные массы выносились на Дальний Восток из 6 районов.

Выносы воздушных масс в зоне I ( $60-70^\circ$  с. ш.) носят меридиональный характер, который по мере распространения арктических вторжений на юг в зоне II ( $50-60^\circ$  с. ш.) переходит в зональный перенос умеренных широт.

На всех высотах западный перенос не является преобладающим (табл. 1). Для типа I основной вынос воздушных масс осуществляется из более северных широт (в среднем  $52\%$  для трех поверхностей). Велика повторяемость арктических вторжений из района Карского моря, особенно на  $AT_{700}$ , ( $42\%$ ). В слое  $0-1,5$  км западный перенос и вторжения АВ из Восточно-Сибирского моря и моря Лаптевых имеют одинаковую повторяемость ( $24\%$ ).

Таблица 1

**Повторяемость выноса воздушных масс на Дальний Восток весной при типе I  
синоптического положения**

| Откуда пришла воздушная масса |                                                                | Изобарические поверхности, мб |    |                  |    |                  |    |
|-------------------------------|----------------------------------------------------------------|-------------------------------|----|------------------|----|------------------|----|
| зона                          | район                                                          | 850                           |    | 700              |    | 500              |    |
|                               |                                                                | число<br>случаев              | %  | число<br>случаев | %  | число<br>случаев | %  |
| I<br>(60—70° с. ш.)           | Север ЕТС, Баренцево и Карское моря . . . . .                  | 8                             | 21 | 14               | 42 | 17               | 53 |
|                               | Море Лаптевых и Восточно-Сибирское море . . . . .              | 9                             | 24 | 3                | 9  | 1                | 2  |
|                               | Охотское море (северная часть Тихого океана) . . . . .         | 2                             | 5  | 2                | 6  | 1                | 2  |
|                               | Итого . . . . .                                                | 19                            | 50 | 19               | 57 | 19               | 57 |
| II<br>(50—60° с. ш.)          | Умеренные широты ЕТС и Западной Сибири, Средняя Азия . . . . . | 10                            | 29 | 9                | 26 | 7                | 22 |
|                               | Итого . . . . .                                                | 10                            | 29 | 9                | 26 | 7                | 22 |
| III<br>(40—50° с. ш.)         | Юг Средней Азии (через Монголию) . . . . .                     | 3                             | 9  | 3                | 8  | 4                | 13 |
|                               | Итого . . . . .                                                | 3                             | 9  | 3                | 8  | 4                | 13 |
| IV<br>(25—40° с. ш.)          | Восточный Китай . . . . .                                      | 4                             | 12 | 3                | 9  | 3                | 9  |
|                               | Итого . . . . .                                                | 4                             | 12 | 3                | 9  | 3                | 9  |

На высоте 5 км преобладают выносы из районов Карского моря и севера ЕТС.

Поступление воздушных масс из южных широт тоже значительно (зоны III и IV дают 21% выносов в слое до 2 км):

Как показывают исследования, приток воздушных масс с юга и юго-запада играет роль своеобразного «катализатора», наличие которого способствует выпадению осадков на более обширных территориях. Обострение фронтов циклонов западного происхождения обусловлено, таким образом, как холодными вторжениями в тылу циклонической области, расположенной над рассматриваемым районом, так и поступлением теплого и влажного воздуха субтропических широт (по восточной периферии этой области).

При типе II синоптического положения (рис. I б) осадки наблюдались в основном над Приморьем и северной частью Забайкалья. Поле низкого давления вытянуто вдоль побережья Восточной Азии в направлении, близком к меридиональному, и соединено с депрессией, расположенной над Индией и Индокитаем. Над Тихим океаном располагается



обширная область высокого давления. Сибирский антициклон значительно смещен на запад. Область низкого давления более обширна, чем при типе I синоптического положения.

Как показывают траектории движения циклонов, меридиональность поля низкого давления вдоль восточного побережья Азии создается блокирующим эффектом, обусловленным тихоокеанским максимумом, хорошо развитым в рассматриваемые дни и смещенным на запад.

Пояс низкого давления формируется циклонами, движущимися широтно, смещение которых на восток приостановлено обширной областью высокого давления.

В табл. 2 приведены данные, с помощью которых можно оценить выносы воздушных масс на  $AT_{850}$ ,  $AT_{700}$ ,  $AT_{500}$  при типе II синоптического положения.

Таблица 2

Повторяемость выноса воздушных масс на Дальний Восток весной при типе II синоптического положения

| Откуда пришла воздушная масса |                                                                | Изобарические поверхности, мб |    |               |    |               |    |
|-------------------------------|----------------------------------------------------------------|-------------------------------|----|---------------|----|---------------|----|
| зона                          | район                                                          | 850                           |    | 700           |    | 500           |    |
|                               |                                                                | число случаев                 | %  | число случаев | %  | число случаев | %  |
| I<br>(60—70° с. ш.)           | Север ЕТС, Баренцево и Карское моря . . . . .                  | 5                             | 14 | 8             | 22 | 4             | 14 |
|                               | Море Лаптевых и Восточно-Сибирское море . . . . .              | 9                             | 26 | 2             | 5  | —             | —  |
|                               | Охотское море (северная часть Тихого океана) . . . . .         | 2                             | 6  | —             | —  | —             | —  |
|                               | Итого . . . . .                                                | 16                            | 46 | 10            | 27 | 4             | 14 |
| II<br>(50—60° с. ш.)          | Умеренные широты ЕТС и Западной Сибири, Средняя Азия . . . . . | 7                             | 20 | 15            | 41 | 13            | 45 |
|                               | Итого . . . . .                                                | 7                             | 20 | 15            | 41 | 13            | 45 |
| III<br>(40—50° с. ш.)         | Юг Средней Азии (через Монголию) . . . . .                     | 4                             | 11 | 5             | 16 | 9             | 31 |
|                               | Итого . . . . .                                                | 4                             | 11 | 5             | 16 | 9             | 31 |
| IV<br>(25—40° с. ш.)          | Западная часть Тихого океана                                   | 6                             | 17 | 2             | 5  | —             | —  |
|                               | Восточный Китай . . . . .                                      | 2                             | 6  | 5             | 16 | 3             | 10 |
|                               | Итого . . . . .                                                | 8                             | 23 | 7             | 21 | 3             | 10 |

Данные табл. 2 свидетельствуют о возрастании переноса воздушных масс в зонах II и III в слое атмосферы 0—5 км, т. е. между 40—60° с. ш.

Над Приморьем и Амурской областью наблюдаются осадки, выпадение которых обусловлено выносом влажных воздушных масс из районов

западной части Тихого океана и Восточного Китая (23%). Вынос этот, особенно из Западной части Тихого океана (район VI), осуществляется главным образом в слое 0—3 км.

При типе II синоптического положения воздушные массы поступают на Дальний Восток из семи районов, указанных в табл. 2.

Как и при типе I, преобладает перенос воздушных масс с запада на восток, правда, с несколько меньшей повторяемостью (см. табл. 1 и табл. 2).

При типе III синоптического положения осадки выпадают над Забайкальем и Приморьем. Этот тип характеризуется хорошо развитым западным переносом. Над большей частью Евразии преобладает область низкого давления (рис. 1 в).

В табл. 3 приведены данные, на основании которых можно судить о районах, откуда выносились воздушные массы на рассматриваемую территорию при типе III синоптического положения. Сравнение переносов воздушных масс по зонам показывает, что при типе III синоптического положения, особенно на высотах, в основном осуществлялся западный перенос. Выпадению осадков над Забайкальем и Приморьем

Таблица 3

Повторяемость выноса воздушных масс на Дальний Восток при типе III синоптического положения

| Откуда пришла воздушная масса |                                                                | Изобарические поверхности, мб |    |               |    |               |     |
|-------------------------------|----------------------------------------------------------------|-------------------------------|----|---------------|----|---------------|-----|
| зона                          | район                                                          | 850                           |    | 700           |    | 500           |     |
|                               |                                                                | число случаев                 | %  | число случаев | %  | число случаев | %   |
| I<br>(60—70° с. ш.)           | Север ЕТС, Баренцево и Карское моря . . . . .                  | —                             | —  | 3             | 21 | —             | —   |
|                               | Море Лаптевых и Восточно-Сибирское море . . . . .              | 1                             | 7  | —             | —  | —             | —   |
|                               | Итого . . . . .                                                | 1                             | 7  | 3             | 21 | —             | —   |
| II<br>(50—60° с. ш.)          | Умеренные широты ЕТС и Западной Сибири, Средняя Азия . . . . . | 7                             | 50 | 11            | 79 | 14            | 100 |
|                               | Итого . . . . .                                                | 7                             | 50 | 11            | 79 | 14            | 100 |
| III<br>(40—50° с. ш.)         | Юг Средней Азии (через Монголию) . . . . .                     | 3                             | 22 | —             | —  | —             | —   |
|                               | Итого . . . . .                                                | 3                             | 22 | —             | —  | —             | —   |
| IV<br>(25—40° с. ш.)          | Восточный Китай . . . . .                                      | 3                             | 21 | —             | —  | —             | —   |
|                               | Итого . . . . .                                                | 3                             | 21 | —             | —  | —             | —   |

способствуют вторжения тепла (в слое атмосферы 0—1,5 км) и холода (в слое атмосферы 0—3 км). Выше наблюдается зональная циркуляция.

На рис. 2 приведена карта, на которой показаны районы и повторяемость выноса воздушных масс из этих районов на выделенную территорию (площадь, обведенная сплошной линией).

Карта позволяет судить, как часто на соответствующей изобарической поверхности осуществляется вынос из каждого района. Карта построена по данным 140 случаев.

В табл. 4 приведены изменения величин температуры воздуха и удель-

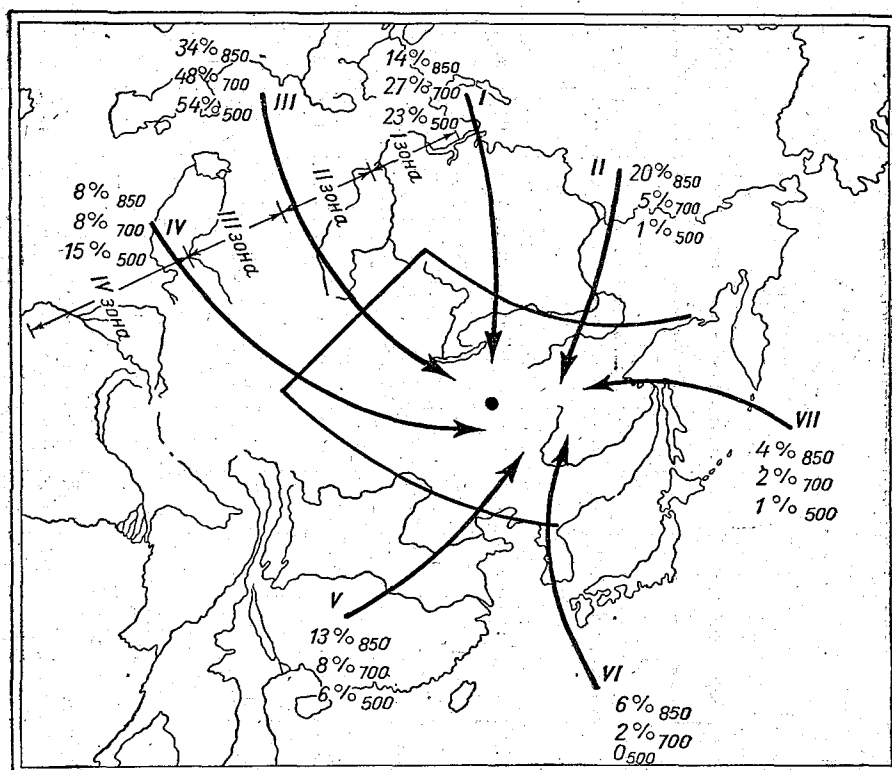


Рис. 2. Районы выноса и повторяемость (в %) выноса воздушных масс на Дальний Восток на каждой изобарической поверхности ( $AT_{850}$ ,  $AT_{700}$ ,  $AT_{500}$ ). Римские цифры — номера районов; арабские — повторяемость выноса из соответствующего района на выделенную территорию на  $AT_{850}$ ,  $AT_{700}$ ,  $AT_{500}$  (индексы у арабских цифр).

ной влажности. Эти данные осреднены для весны по всем станциям, через которые проходили траектории переноса воздушных частиц из соответствующего района, поэтому расстояния 0, 1000, 2000 и т. д. представляют собой средние расстояния по прямой от некоторой средней точки, расположенной в центре выбранного района ( $50^\circ$  с. ш.,  $115^\circ$  в. д.).

Анализ таблицы показывает, что по мере продвижения с северо-востока на юго-восток, с запада на восток и через выделенный для исследования район, воздушные массы на всех поверхностях нагреваются и несколько увлажняются. По мере продвижения с юга на север они, как и следовало ожидать, становятся более сухими и холодными. Выносы воздушных масс из южных районов характеризуются более высокой температурой и влажностью на всех изобарических поверхностях.

Изменение свойств воздушных масс при движении их над Восточной Азией

Таблица 4

| Районы выноса                                             | Температура воздуха ( $t$ ) и влажность ( $q$ ) | AT <sub>850</sub> |            |            |            |            | AT <sub>700</sub> |            |            |            |            | AT <sub>500</sub> |            |            |            |            |            |            |            |
|-----------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|-------------------|------------|------------|------------|------------|-------------------|------------|------------|------------|------------|-------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
|                                                           |                                                 | Расстояние, км    |            |            |            |            |                   |            |            |            |            |                   |            |            |            |            |            |            |            |
|                                                           |                                                 | 0                 | 1000       | 2000       | 3000       | 4000       | 5000              | 0          | 1000       | 2000       | 3000       | 4000              | 5000       | 0          | 1000       | 2000       | 3000       | 4000       | 5000       |
| I. Север ЕТС, Баренцево и Карское моря                    | $t$<br>$q$                                      | -7<br>1,8         | -12<br>1,4 | -14<br>1,6 | -16<br>1,6 | -19<br>1,0 | -19<br>0,8        | -12<br>1,4 | -22<br>0,7 | -20<br>0,9 | -24<br>0,6 | —<br>—            | —<br>—     | -28<br>0,2 | -32<br>0,2 | -34<br>0,2 | -34<br>0,3 | -36<br>0,2 | —<br>—     |
| II. Море Лаптевых и Восточно-Сибирское море               | $t$<br>$q$                                      | -4<br>1,9         | -8<br>1,6  | -10<br>1,6 | -11<br>1,0 | -16<br>1,0 | -16<br>1,0        | -16<br>1,4 | -20<br>0,9 | -20<br>1,1 | -18<br>0,8 | -18<br>0,8        | -15<br>1,0 | -28<br>0,4 | -31<br>0,4 | -27<br>0,4 | -30<br>0,4 | -34<br>0,3 | -32<br>0,2 |
| III. Умеренные широты ЕТС и Западной Сибири, Средняя Азия | $t$<br>$q$                                      | -2<br>2,3         | -4<br>2,2  | -5<br>2,5  | -3<br>2,7  | -2<br>2,5  | -2<br>2,1         | -10<br>1,8 | -13<br>1,5 | -14<br>1,5 | -13<br>1,4 | -14<br>1,6        | -18<br>1,4 | -24<br>1,0 | -25<br>0,6 | -26<br>0,6 | -26<br>0,4 | -26<br>0,4 | —<br>—     |
| IV. Юг Средней Азии (через Монголию)                      | $t$<br>$q$                                      | 0<br>3,2          | -1<br>2,4  | -4<br>2,1  | -6<br>1,0  | —<br>—     | —<br>—            | -4<br>4,2  | -2<br>3,0  | -2<br>2,0  | -4<br>1,4  | -10<br>0,8        | —<br>—     | -21<br>1,2 | -18<br>1,2 | -12<br>1,2 | -10<br>0,9 | —<br>—     | —<br>—     |
| V. Восточный Китай                                        | $t$<br>$q$                                      | 5<br>4,6          | 11<br>5,4  | 12<br>7,6  | 10<br>6,3  | 11<br>6,0  | —<br>—            | -1<br>3,0  | 1<br>3,8   | 6<br>5,0   | 7<br>6,6   | 8<br>7,2          | —<br>—     | -16<br>1,6 | -12<br>1,6 | -8<br>2,2  | -8<br>2,2  | —<br>—     | —<br>—     |
| VI. Западная часть Тихого океана                          | $t$<br>$q$                                      | 2<br>3,5          | 8<br>5,0   | 8<br>6,4   | 8<br>7,7   | 10<br>7,9  | 17<br>13,5        | -4<br>2,5  | 2<br>3,8   | 5<br>2,4   | 6<br>3,5   | —<br>—            | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     |
| VII. Охотское море (северная часть Тихого океана)         | $t$<br>$q$                                      | -6<br>2,4         | -6<br>2,4  | -3<br>1,8  | -7<br>2,0  | -3<br>2,6  | -4<br>2,0         | -19<br>1,0 | -22<br>0,8 | -22<br>0,8 | -20<br>0,8 | -16<br>1,0        | —<br>—     | -36<br>0,1 | -42<br>0,2 | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     | —<br>—     |

В табл. 5 приведены данные изменения количества тепла в слое атмосферы 0—5 км при движении воздушных масс из районов, показанных на рис. 2, на выделенную территорию. Теплосодержание рассчитывалось по методу, изложенному в работах Е. Я. Щербаковой и А. Ю. Брегина [2, 3].

Таблица 5.

Изменение теплосодержания при поступлении воздушных масс на Дальний Восток из различных районов Евразии

| Характеристика теплосодержания, кал/см <sup>2</sup> сутки | Районы выноса |     |     |      |      |      |     |
|-----------------------------------------------------------|---------------|-----|-----|------|------|------|-----|
|                                                           | I             | II  | III | IV   | V    | VI   | VII |
| Изменение теплосодержания                                 |               |     |     |      |      |      |     |
| $Q_{850}$                                                 | 90            | 50  | 30  | 70   | -50  | -110 | 10  |
| $Q_{700}$                                                 | 140           | 10  | 60  | 50   | -80  | -120 | -30 |
| $Q_{500}$                                                 | 100           | 20  | 20  | -180 | -130 | —    | 290 |
| $\Sigma Q$                                                | 330           | 80  | 110 | -60  | -260 | -230 | 270 |
| Изменение скрытого тепла                                  |               |     |     |      |      |      |     |
| $Q'_{850}$                                                | 15            | 12  | 3   | 50   | -25  | -150 | 6   |
| $Q'_{700}$                                                | 18            | 6   | 6   | 61   | -76  | -22  | 0   |
| $Q'_{500}$                                                | 0             | 4   | 12  | 9    | -18  | —    | 6   |
| $\Sigma Q'$                                               | 33            | 22  | 21  | 120  | -119 | -172 | 12  |
| Изменение общего количества тепла                         |               |     |     |      |      |      |     |
| $\Sigma (Q + Q')$                                         | 363           | 102 | 131 | 60   | -379 | -402 | 282 |

В табл. 5  $Q$  — изменение теплосодержания,  $Q'$  — изменение скрытого тепла на соответствующих изобарических поверхностях ( $AT_{850}$ ,  $AT_{700}$ ,  $AT_{500}$ ) и в слое 0—5 км. Положительные значения величин в тех случаях, когда воздушные массы, выносимые на рассматриваемую территорию, нагревались, знак «—» — в тех случаях, когда они охлаждались.

Как видно из табл. 5, воздушные массы, поступающие из районов I—III (см. рис. 2), при движении с запада на восток в слое 0—5 км нагреваются на 330 кал/см<sup>2</sup> сутки.

Воздушные массы, выносимые на Дальний Восток из более южных районов (районы V—VI), охлаждаются на 230—260 кал/см<sup>2</sup> сутки.

При поступлении их из района IV (в слое до 3 км) тепло приобретает. В слое 3—5 км над Монголией воздушные массы испытывают наиболее сильную из всех случаев потерю тепла на  $AT_{500}$ , в результате чего общее теплосодержание в слое 0—5 км имеет отрицательный знак.

Интересно отметить, что воздушные массы, поступающие на выделенную территорию из северных районов Тихого океана (через Охотское море), в слое 0—5 км значительногреваются. По количеству получаемого тепла это направление выноса может сравниться с арктическим, т. е. воздушные массы, поступающие из Арктики и из Охотского моря, оказываются примерно одинаково холодными.

Анализ изменения скрытого тепла при движении воздушных масс из различных районов на Дальний Восток показывает, что поступление их из районов I—IV, VII сопровождается увлажнением, возрастанием скры-

того тепла. Особенно это относится к выносу воздуха из районов юга Средней Азии через Монголию (район IV). Значительное уменьшение скрытого тепла происходит в воздушных массах, приходящих на Дальний Восток из Восточного Китая и западной части Тихого океана.

Интересно отметить, что вторжения из Арктики (район I) по мере своего движения на восток прогреваются примерно настолько же, насколько охлаждаются воздушные массы, выносимые из Восточного Китая (район V). Однако наибольшее охлаждение в слое 0—5 км испытывают воздушные массы, поступающие из западной части Тихого океана, что определяется значительными потерями скрытого тепла.

Остановимся на анализе отдельных случаев, при которых в слое тропосферы 0—5 км воздушные частицы имели незначительное рассеяние (радиус горизонтального рассеяния не превышал 300 км), т. е. в данный пункт из того или иного района воздушные частицы приходили не на одной какой-либо поверхности, а в слое 0—5 км. Нами исследовалось свыше 30 случаев.

В табл. 6 приведены данные, на основании которых можно судить об изменении влагосодержания воздушных масс в слое атмосферы 0—5 км в зависимости от районов выноса. Как и в табл. 4, значения влагосодержания воздушных масс осреднялись для всех пунктов, если перенос осуществлялся из одного и того же района.

Отсутствие необходимых данных для трех поверхностей позволило оценить изменение влагосодержания воздушных масс только на расстоянии, не превышающем 3000 км, в направлении от некоторой средней точки (50° с. ш., 115° в. д.) выбранного для исследования района к соответствующему району, из которого осуществлялся вынос воздушных масс (как и в табл. 4).

Весной наиболее сухими являются воздушные массы, поступающие из районов Арктики (табл. 6). Вообще же наблюдается закономерное возрастание влагосодержания воздушных масс с севера на юг. В северных широтах (60—70° с. ш.) воздушные массы увлажняются по мере движения с запада на восток.

Таблица 6

Влагосодержание воздушных масс ( $\text{кг/м}^2$ ), поступающих из различных районов на рассматриваемую территорию

| Район выноса                                              | Расстояние, км |      |      |      |
|-----------------------------------------------------------|----------------|------|------|------|
|                                                           | 0              | 1000 | 2000 | 3000 |
| I. Север ЕТС, Баренцево и Карское моря                    | 2,1            | —    | 2,3  | 1,6  |
| II. Море Лаптевых и Восточно-Сибирское море               | 2,1            | 2,0  | —    | —    |
| III. Умеренные широты ЕТС и Западной Сибири, Средняя Азия | 8,7            | 9,8  | 12,7 | 13,2 |
| IV. Монголия                                              | 9,7            | 10,9 | —    | —    |
| V. Восточный Китай                                        | 20,4           | 24,2 | 25,0 | —    |
| VI. Западная часть Тихого океана                          | 17,6           | —    | 27,5 | 25,0 |

Южнее 60° с. ш. воздушные массы в районе своего формирования оказываются более влажными, чем на востоке материка. Особенно это относится к изменению влагосодержания при движении воздушных масс из западной части Тихого океана на материк, что по-видимому, связано с тем, что весной при движении воздушных масс из умеренных широт ЕТС, Западной Сибири и северных районов Средней Азии на восток роль

испарения ничтожна. Это можно объяснить тем, что температуры воздуха в марте—апреле (отчасти в мае) низки и тем, что запасы влаги для испарения над большей частью территории, расположенной к западу от Дальнего Востока, весной недостаточны (летний максимум осадков). Воздушная масса в этих широтах теряет запас влаги, который она приносит из района своего формирования.

С помощью табл. 7 можно оценить перенос влаги в среднем за весь период.

Таблица 7

Изменение скоростей переноса ( $u$ ), удельной влажности ( $q$ ), влагосодержания ( $Q$ ) и потоков влаги ( $P$ ) по зонам на отдельных изобарических поверхностях и в слое 0—5 км

| Зоны                  | $u_{850}$ | $u_{700}$ | $u_{500}$ | $q_{1000}$ | $q_{850}$ | $q_{700}$ | $q_{500}$         | $Q$<br>кг/м <sup>2</sup> | $P$<br>кг/м <sup>2</sup> час |
|-----------------------|-----------|-----------|-----------|------------|-----------|-----------|-------------------|--------------------------|------------------------------|
|                       | км/час    |           |           | г/кг       |           |           | кг/м <sup>3</sup> |                          |                              |
| I<br>(60—70° с. ш.)   | 45        | 50        | 64        | 2,0        | 1,4       | 0,8       | 0,3               | 3,4                      | 22,4                         |
| II<br>(50—60° с. ш.)  | 34        | 44        | 64        | 3,5        | 2,4       | 1,5       | 0,4               | 9,2                      | 31,8                         |
| III<br>(40—50° с. ш.) | 38        | 47        | 68        | 3,5        | 2,4       | 2,2       | 1,2               | 11,3                     | 46,0                         |
| IV<br>(25—40° с. ш.)  | 42        | 43        | 46        | 8,7        | 6,0       | 5,1       | 1,1               | 25,3                     | 95,9                         |

Перенос влаги определялся по формуле, полученной на основании учета изменения величины переноса влаги на каждой изобарической поверхности,

$$P = (0,045 q_{1000} + 0,15 q_{850}) u_{850} + 0,175 q_{700} u_{700} + 0,1 q_{500} u_{500},$$

где  $P$  — перенос влаги в слое 0—5 км;  $q_{1000}$ ,  $q_{850}$ ,  $q_{700}$  и  $q_{500}$  — средняя за месяц и по зоне удельная влажность на соответствующей изобарической поверхности;  $u_{850}$ ,  $u_{700}$ ,  $u_{500}$  — средние за весну и по зоне скорости переноса воздушных частиц на соответствующей изобарической поверхности.

Остановимся коротко на методике получения величин  $q$  и  $u$ . Величины удельной влажности  $q_{850}$ ,  $q_{700}$  и  $q_{500}$  рассчитывались на основании фактических данных, снятых с карт барической топографии при построении траекторий переноса воздушных частиц. Величина  $q_{1000}$ , необходимая для оценки переноса влаги в столбе атмосферы 0—5 км, определялась расчетным путем (по формуле Хргиана). Некоторые затруднения были при расчете скоростей переноса воздушных частиц.

Скорости переноса, как и удельные влажности, снимались с соответствующих карт барической топографии при построении траектории переноса воздушных частиц. В работах Е. Я. Щербаковой и А. Ю. Брежной [2, 3] скорости переноса рассчитывались по спрямленным траекториям. Эти скорости, как показали исследования, в общем занижены по сравнению со средними значениями скоростей по аэрологическим данным. В связи с этим нами бралось среднее из значений аэрологической скорости и скорости по спрямленным траекториям с учетом времени пребывания воздушных масс над соответствующей зоной. Скорость на уровне моря ( $u_{1000}$ ) считалась равной  $0,6u_{850}$ .

Скорости переноса воздушных частиц по зонам равномерно увеличиваются с высотой. Несколько занижены, по-видимому, из-за недостатка данных скорости переноса воздушных частиц в зоне IV.

Расчет  $P$  по приведенной формуле дает возможность оценить количество влаги, переносимой в рассматриваемый район из каждой зоны. Величина  $P$ , как и следовало ожидать, возрастает к югу. При переходе от зоны I к зонам II и III это возрастание замедляется (из-за некоторого уменьшения скоростей переноса) по сравнению с ростом влагосодержания. При переходе от зоны III к зоне IV величина  $P$  возрастает пропорционально влагосодержанию.

Сравнение величин переносов влаги, если учесть направление движения потоков (в зоне I и IV главным образом с северо-востока на юго-запад и с юга, юго-запада соответственно на север и северо-запад), позволяет сделать вывод, насколько весомой велика роль переносов влаги из районов Восточного Китая и западной части Тихого океана. Те вторжения влаги, которые имеют место при выносе воздушных масс из зоны IV (см. рис. 2), т. е.  $95,9 \text{ кг/м}^2 \text{ час}$ , примерно равны поступлению влаги из всех других районов на выделенную для исследования территорию ( $100,2 \text{ кг/м}^2 \text{ час}$ ).

Траектории движения воздушных частиц над АТС на всех изобарических поверхностях в общем отражают направление воздушных потоков, соответствующих барических образований или зонального переноса, что и следовало ожидать исходя из методики построения траекторий.

Оценим время пребывания воздушных частиц над АТС, длину траекторий и скорости переноса воздушных частиц. В табл. 8 приведены данные, осредненные по зонам.

На всех изобарических поверхностях наибольшая длина траекторий, наибольшее время пребывания и наименьшая скорость движения воздушных частиц имели место в зоне IV. В общем, среднее время пребывания воздушных частиц над территорией, расположенной к востоку от  $85^\circ \text{ в. д.}$ , не превышает 2,2 суток. Следовательно, вряд ли можно ожидать значительную трансформацию воздушных масс, обусловленную влиянием подстилающей поверхности, что и видно из данных табл. 4—6.

Таблица 8

Основные характеристики переноса воздушных частиц

| Характеристика                             | З о н ы           |      |      |      |                   |      |      |      |                   |      |      |      |
|--------------------------------------------|-------------------|------|------|------|-------------------|------|------|------|-------------------|------|------|------|
|                                            | АТ <sub>850</sub> |      |      |      | АТ <sub>700</sub> |      |      |      | АТ <sub>500</sub> |      |      |      |
|                                            | I                 | II   | III  | IV   | I                 | II   | III  | IV   | I                 | II   | III  | IV   |
| Средняя длина траектории, км               | 1564              | 1098 | 1938 | 2053 | 2045              | 1219 | 1973 | 2144 | 2246              | 2189 | 1117 | 2459 |
| Среднее время пребывания, сут-ки . . . . . | 1,5               | 1,5  | 2,1  | 2,0  | 1,8               | 1,3  | 2,0  | 2,1  | 1,9               | 1,6  | 0,8  | 2,2  |
| Средняя скорость переноса, км/час          | 45                | 34   | 38   | 42   | 50                | 44   | 47   | 43   | 64                | 64   | 68   | 46   |

В табл. 9—11 даны повторяемости времени пребывания воздушных частиц, длины траекторий и скоростей переноса воздушных частиц над Восточной Азией по градациям. Для выбранных зон эти данные позволяют представить, в каких пределах колеблются исследуемые величины над рассматриваемой территорией.



Повторяемость (%) времени пребывания (сутки) воздушных частиц над Восточной Азией по зонам

| Зоны | Градации времени, сутки |    |    |    |    |    |                   |    |    |    |    |    |                   |    |    |    |    |    |     |     |
|------|-------------------------|----|----|----|----|----|-------------------|----|----|----|----|----|-------------------|----|----|----|----|----|-----|-----|
|      | AT <sub>850</sub>       |    |    |    |    |    | AT <sub>700</sub> |    |    |    |    |    | AT <sub>500</sub> |    |    |    |    |    |     |     |
|      | <1                      |    | >1 |    | <2 |    | >2                |    | <3 |    | >3 |    | <4                |    | >4 |    | <5 |    | >5  |     |
|      | <1                      | >1 | <2 | >2 | <3 | >3 | <4                | >4 | <5 | >5 | <6 | >6 | <7                | >7 | <8 | >8 | <9 | >9 | <10 | >10 |
| I    | 18                      | 41 | 29 | 12 | —  | 15 | 42                | 35 | 7  | —  | 21 | 43 | 28                | 7  | —  | —  | —  | —  | —   | —   |
| II   | —                       | 64 | 21 | 7  | 7  | —  | 64                | 36 | —  | —  | 21 | 43 | 28                | 7  | —  | —  | —  | —  | —   | —   |
| III  | 7                       | 50 | 21 | 14 | 7  | 7  | 50                | 21 | 21 | —  | 33 | 47 | 16                | 8  | —  | —  | —  | —  | —   | —   |
| IV   | —                       | 18 | 55 | 18 | 9  | —  | 25                | 37 | 37 | —  | 14 | 14 | 57                | 14 | —  | —  | —  | —  | —   | —   |

Повторяемость (%) длины траекторий (км) воздушных частиц над Восточной Азией по зонам

| Зоны | Градации длины, км |           |            |            |            |                   |           |            |            |            |                   |           |            |            |            |            |
|------|--------------------|-----------|------------|------------|------------|-------------------|-----------|------------|------------|------------|-------------------|-----------|------------|------------|------------|------------|
|      | АТ <sub>850</sub>  |           |            |            |            | АТ <sub>700</sub> |           |            |            |            | АТ <sub>500</sub> |           |            |            |            |            |
|      | >500               | <500—1000 | <1000—2000 | <2000—3000 | <3000—4000 | >500              | <500—1000 | <1000—2000 | <2000—3000 | <3000—4000 | >500              | <500—1000 | <1000—2000 | <2000—3000 | <3000—4000 | <4000—5000 |
| I    | —                  | 15        | 56         | 29         | —          | —                 | 7         | 57         | 21         | 15         | —                 | 8         | 47         | 15         | 23         | 8          |
| II   | —                  | —         | 72         | 21         | 7          | —                 | —         | 50         | 50         | —          | —                 | 21        | 28         | 21         | 28         | —          |
| III  | —                  | 7         | 63         | 15         | 15         | 7                 | 7         | 43         | 21         | 21         | 15                | 15        | 39         | 8          | 22         | —          |
| IV   | —                  | —         | 36         | 55         | 9          | —                 | —         | 56         | 22         | 22         | —                 | 14        | 14         | 57         | —          | 14         |

Повторяемость (%) скорости переноса воздушных частиц (км/час) над Восточной Азией по зонам

| Зоны | Градации скорости, км/час |       |       |       |       |       |                   |       |       |       |       |       |                   |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |    |       |   |    |  |
|------|---------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|----|-------|---|----|--|
|      | AT <sub>850</sub>         |       |       |       |       |       | AT <sub>703</sub> |       |       |       |       |       | AT <sub>500</sub> |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |    |       |   |    |  |
|      | 20—40                     |       | 40—50 |       | 50—60 |       | 60—70             |       | 20—40 |       | 40—50 |       | 50—60             |       | 60—70 |       | 20—40 |       | 40—50 |       | 50—60 |       | 60—70 |       | 70—80 |    | 80—90 |   | 90 |  |
|      | 20—40                     | 40—50 | 40—50 | 50—60 | 50—60 | 60—70 | 60—70             | 20—40 | 40—50 | 40—50 | 50—60 | 50—60 | 60—70             | 60—70 | 20—40 | 40—50 | 40—50 | 50—60 | 50—60 | 60—70 | 60—70 | 70—80 | 70—80 | 80—90 | 80—90 | 90 | 90    |   |    |  |
| I    | 23                        | 62    | 15    | —     | —     | —     | 15                | 29    | 36    | 21    | —     | —     | —                 | —     | —     | 7     | 28    | 15    | 28    | 15    | 28    | 7     | 15    | —     | —     | —  | —     | — | —  |  |
| II   | 56                        | 44    | —     | —     | —     | —     | 21                | 57    | 21    | —     | —     | —     | —                 | —     | —     | 21    | 35    | 15    | 28    | 15    | 28    | —     | —     | —     | —     | —  | —     | — | —  |  |
| III  | 64                        | 31    | —     | 5     | —     | —     | 64                | 21    | 7     | 7     | 9     | —     | —                 | —     | —     | 36    | 27    | 9     | —     | 9     | —     | 19    | —     | —     | —     | —  | —     | — | —  |  |
| IV   | 78                        | 11    | 11    | —     | —     | —     | 63                | 25    | 12    | —     | 44    | —     | —                 | —     | —     | 14    | 14    | —     | 14    | —     | 14    | —     | —     | —     | —     | —  | —     | — | —  |  |

Как видно из табл. 9, воздушные массы на  $AT_{850}$  могут находиться в зонах II—IV в течение 4—5 суток, правда, с небольшой повторяемостью. В основном они пребывают во всех зонах в течение 2—3 дней, что и отражено в средней повторяемости. Над зоной I они проносятся с большой скоростью. На других поверхностях сохраняется то же соотношение. Воздушные частицы не пребывают на  $AT_{700}$  и  $AT_{500}$  более чем 4 дня. На  $AT_{500}$  возрастает время пребывания воздушных частиц в градации  $< 1$  суток.

Данные табл. 10 показывают, что наибольшую повторяемость длины траекторий имеют по грациям  $> 1000—< 2000$  км,  $> 2000—< 3000$  км, что также отражено в средней повторяемости. Однако возможны случаи, когда длина траектории достигает 4000—5000 км («петли» траекторий в областях циклонов и антициклонов).

Преобладающей на всех высотах скоростью переноса является скорость, приходящаяся на градацию 40—60 км/час ( $AT_{850}$  и  $AT_{700}$ ) и 70—80 км/час ( $AT_{500}$ ). Весной в двух зонах (I и IV) на высоте 5 км отмечаются скорости, достигающие более 90 км/час, т. е. в этих зонах в 14—15% случаев наблюдаются струйные течения.

Для оценки степени однородности осадкообразующих воздушных масс рассчитывался радиус горизонтального рассеяния по методике, изложенной в работах [2, 3]. В отличие от [2, 3] в расчетах авторов была та особенность, что траектории переноса воздушных частиц «начинались» на конце материка.

По существу, в выбранных для построения траекторий пунктах перенос воздушных частиц заканчивался, т. е. воздушные массы приносились из районов (см. рис. 2), расположенных в основном над материком. Над окраинными морями и Тихим океаном радиус рассеяния из-за отсутствия данных не рассчитывался (траектории переноса воздушных частиц над водной поверхностью не строились).

Приведенные в табл. 12 величины радиуса горизонтального рассея-

Таблица 12

Величины радиуса горизонтального рассеяния (км) весной для  
восточной части Евразии

| Зоны                         | Март | Апрель | Май | Среднее |
|------------------------------|------|--------|-----|---------|
| I (60—70° с. ш.) . . . . .   | 290  | 280    | 290 | 288     |
| II (50—60° с. ш.) . . . . .  | 330  | 350    | 300 | 327     |
| III (40—50° с. ш.) . . . . . | 350  | 360    | 370 | 363     |
| IV (25—40° с. ш.) . . . . .  | —    | 280    | 290 | 285     |

ния рассчитывались только по односторонним данным — по траекториям, расположенным главным образом над материком.

Анализ табл. 12 показывает, что наименьшие величины радиуса рассеяния (средние за сезон) наблюдаются в зонах I и IV.

В зоне I незначительное изменение радиуса горизонтального рассеяния связано с тем, что на перенос воздушных масс влияет преобладание одинаковых циркуляционных факторов (либо западный перенос, либо арктические вторжения в слое 0—5 км).

Выносы воздуха из зоны IV (районы V и VI на рис. 2), т. е. с юго-запада, юга и юго-востока в большинстве случаев тоже осуществляются в слое 0—5 км, что и дает меньший, чем в зонах II и III, радиус с горизонтального рассеяния.

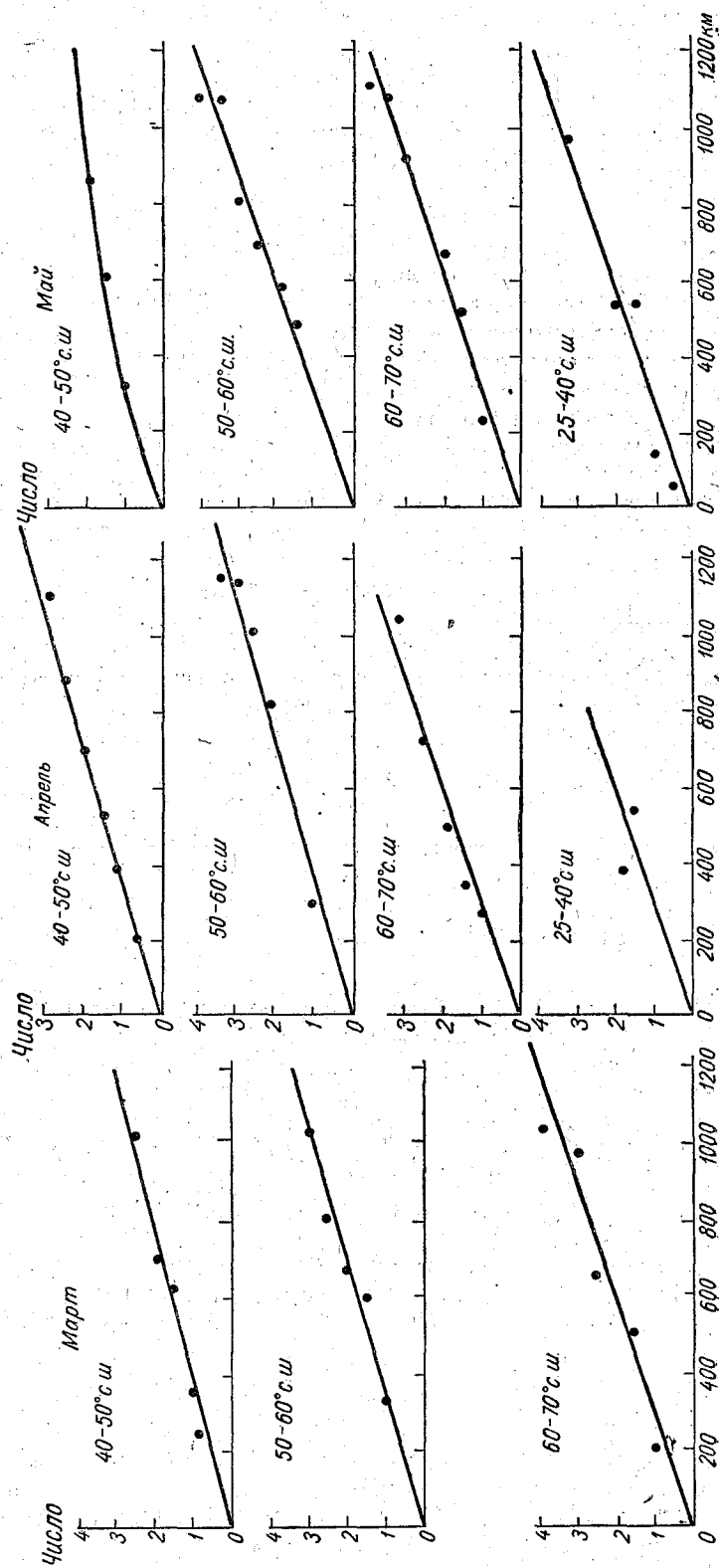


Рис. 3. График рассеяния воздушных частиц весной.

Заметное увеличение радиуса рассеяния в зоне II (по сравнению с зоной I) объясняется тем, что здесь, особенно в восточной части, возможны нарушения западного переноса затоками морских воздушных масс из северной (через Охотское море) и западной частей Тихого океана и из Восточного Китая. Затоки морского и более влажного воздуха возможны как в слое 0—1,5 км, так и в слое 1,5—3 км (между поверхностями  $AT_{1000}$ ,  $AT_{850}$  и  $AT_{700}$ ).

Наибольший радиус рассеяния в зоне III можно объяснить подобным же образом, только здесь еще более возрастает роль выносов воздушных масс морского происхождения (ситуации летнего муссона).

На рис. 3 приведены графики, с помощью которых можно судить о рассеянии для каждого весеннего месяца и каждой зоны.

В табл. 13 приведены данные, позволяющие сравнить величины радиуса рассеяния, полученные в работе Е. Я. Щербаковой и А. Ю. Брегиной [2, табл. 5], с нашими результатами.

Напомним, что в работах [2, 3] главным образом исследовался район, расположенный к западу от  $80^\circ$  в. д. Для Восточной Азии в распоряжении авторов были лишь отдельные случаи. Данные настоящей статьи позволяют получить необходимые характеристики на гораздо большем материале именно для восточной части материка.

Сравнение величин радиуса рассеяния показывает, что в зоне I (по

Таблица 13

Сравнение радиуса горизонтального рассеяния воздушных частиц весной

| Данные расчета                              | Материк                    |                                |                           |
|---------------------------------------------|----------------------------|--------------------------------|---------------------------|
|                                             | северная часть<br>(зона I) | центральная<br>часть (зона II) | южная часть<br>(зона III) |
| О. Г. Сорочан . . . . .                     | 288                        | 327                            | 363                       |
| Е. Я. Щербаковой и А. Ю. Брегиной . . . . . | 280                        | 260                            | 280                       |

Щербаковой и Брегиной — северная часть материка) он почти одинаков на западе и востоке Евразии. Значительные различия наблюдаются в более южных широтах, что, как уже говорилось, можно объяснить в основном особенностями атмосферной циркуляции.

Над ЕТС и Западной Сибирью преобладает в весенний период перенос воздушных масс с запада на восток. Над АТС этот перенос в случаях выпадения дождя блокируется тихоокеанским антициклоном, в результате чего появляется возможность выноса морских воздушных масс на восточную окраину материка.

Увеличение радиуса рассеяния, полученное авторами, можно, по-видимому, объяснить также тем, что исследовались в основном случаи, когда над рассматриваемой территорией или над частью ее наблюдались осадки.

### Выводы

Осадки, выпадающие весной на территории Дальнего Востока, как правило, обусловлены фронтами циклонов западного происхождения. Эти циклоны смещаются на рассматриваемую территорию в периоды, когда сибирский антициклон ослаблен или отсутствует.

Регенерация циклонов западного происхождения связана с затоками АВ в тылу системы и с выносами тепла и влаги по восточной ее периферии. Последнее для весенних месяцев имеет (в случае выпадения осадков) большее значение, чем затоки АВ.

Основными воздушными массами в периоды выпадения осадков на Дальнем Востоке весной являются воздушные массы западного происхождения. Однако весьма велика роль влаги, поступающей в циклоническую систему из Восточного Китая и западной части Тихого океана. Вынос этих теплых и влажных воздушных масс дает поток влаги в столбе атмосферы 0—5 км, примерно равный потоку влаги из всех других районов, откуда поступают на Дальний Восток осадкообразующие воздушные массы.

Приток влаги из зоны IV (25—40° с. ш.) составляет около 96 кг/м<sup>2</sup> час, что равно поступлению влаги на территорию Дальнего Востока из других зон (100 кг/м<sup>2</sup> час).

Необходимым условием выпадения осадков весной является наличие выносов относительно теплых и влажных воздушных масс из Восточного Китая и западной части Тихого океана. Эти выносы имели место при всех трех типах синоптического положения, при которых наблюдались осадки.

Скорости переноса воздушных масс меняются в зависимости от широты места. Наибольшие скорости переноса в слое 0—5 км наблюдаются в зоне I. В умеренных широтах на АТ<sub>850</sub> и АТ<sub>700</sub> (зоны II, III) они уменьшаются, достигая максимума для рассматриваемого слоя (0—5 км) на высоте АТ<sub>500</sub> (68 км в зоне III).

Различия в скорости и направлении ветра на высотах, а также вынос осадкообразующих воздушных масс из нескольких районов приводят к значительному горизонтальному их рассеянию (363 км/сутки в зоне III).

Горизонтальное рассеяние воздушных масс над рассматриваемой территорией, расположенной в умеренных широтах, больше, чем над соответствующими районами, расположенными западнее 85° в. д.

Исследования показали, что время существования однородной воздушной массы над Восточной Сибирью и Дальним Востоком не превышает 2,5—4 суток.

Перенос воздушных масс над Восточной Сибирью и Дальним Востоком сопровождается изменением их тепло- и влагосодержания. Воздушные массы, поступающие из Арктики (районы I, II), ЕТС, Западной Сибири, Монголии, Охотского моря, по мере движения на восток прогреваются во всем слое атмосферы (0—5 км) на 102—363 кал/см<sup>2</sup> сутки. В основном прогревание определяется изменением теплосодержания (кроме выносов из Монголии, где наблюдается увеличение скрытого тепла).

Более охлаждаются воздушные массы, выносимые из районов Восточного Китая и западной части Тихого океана (379 и 402 кал/см<sup>2</sup> сутки). Охлаждение это сравнимо с прогреванием, испытываемым арктическим воздухом.

Таким образом, в зоне 40—70° азиатская часть материка Евразии с марта по май оказывается более теплой, чем европейская.

В процессе переноса с запада на восток воздушные массы в зонах, расположенных к югу от 60° с. ш., становятся более сухими. В умеренных широтах влагосодержание уменьшается примерно на 5 кг/м<sup>2</sup> (от 13,2 до 8,7 кг/м<sup>2</sup>). Самое значительное «высушивание» испытывает воздух, поступающий из западной части Тихого океана (на 8 кг/м<sup>2</sup>). Небольшой рост влагосодержания наблюдается при выносах воздушных

масс из районов Арктики. Следовательно, осадкообразующие воздушные массы, поступающие на Дальний Восток весной, как правило, не увлажняются над материком в процессе переноса.

Необходимый запас влаги для выпадения осадков на территории создается благодаря смещению воздушных масс над рассматриваемой территорией и обязательному подтоку влаги из Восточного Китая и западной части Тихого океана.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сорочан О. Г. Некоторые соображения о природе летнего муссона Восточной Азии. Труды ГГО, вып. 71, 1957.
2. Щербакова Е. Я. и Брегина А. Ю. Изменение тепло- и влагосодержания воздушных масс в процессе трансформации в умеренных широтах Евразии. Труды ГГО, вып. 62 (124), 1956.
3. Щербакова Е. Я. и Брегина А. Ю. Исследование переносов тепла и влаги в связи с общей циркуляцией. Труды ГГО, вып. 70, 1957.

## К ВОПРОСУ О СВЯЗИ ЗИМНИХ СИНОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВОСТОЧНОЙ АЗИИ И ПРИЛЕГАЮЩЕЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА С ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ АТМОСФЕРЫ

Синоптические процессы района дальневосточных морей сопоставляются с формами циркуляции Г. Я. Вангенгейма и с типами А. А. Гирса для Тихоокеано-Американского сектора. Найдены некоторые элементы взаимосвязи данных синоптических процессов с синоптическими процессами других географических районов.

Зимние синоптические процессы Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана отличаются большой активностью и закономерностью осуществления. На границе Евразии и Тихого океана отмечаются самые большие на полушарии контрасты температур в высотной фронтальной зоне (ВФЗ) и скорости ветра в струйном течении [5, 7, 8], что и определяет исключительно активную циклоническую деятельность в прилегающей к Евразии части Тихого океана. Закономерность осуществления процессов определяется устойчивостью сибирского максимума и относительно малой изменчивостью положения ВФЗ и связанного с нею струйного течения [6, 7, 8], что позволяет ставить задачу об использовании особенностей циркуляции данного района для составления прогнозов погоды на 3—7 дней.

Большой интерес представляет вопрос о связи синоптических процессов данного района с процессами других районов и об использовании этой связи при долгосрочном прогнозировании погоды.

Известно [4], что при достижении критических контрастов температуры западный перенос нарушается, возникают меридиональные движения. Чаще всего это нарушение происходит сначала в районах «готовых» контрастов и затем распространяется на другие районы полушария. Одним из важнейших районов готовых контрастов является граница Евразии и Тихого океана.

Все это позволяет предполагать, что зимние синоптические процессы данного района играют существенную роль в общей циркуляции атмосферы в связи с распространением атмосферных возмущений, возникающих на границе Евразии и Тихого океана, на другие районы северного полушария.

Для постановки задачи следует рассмотреть атмосферные процессы Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана с точки зрения характера этих возмущений. Поэтому процессы были протипизированы

в зависимости от траекторий циклонов, возникающих на границе континента и океана, чаще всего в районе Японии. Были рассмотрены процессы зимних месяцев за 9 лет (с ноября 1950 г. по март 1959 г. включительно) и выделен 341 процесс продолжительностью 3—5 дней. Приводимая ниже типизация была, кроме того, положена в основу разрабатываемой методики прогноза погоды на 3—7 дней по району дальневосточных морей.

Выделенные процессы были подразделены на 2 группы: нормальные и аномальные. Нормальные процессы характеризуются циклоническим полем в районе Алеутских островов, что соответствует средним картам давления. Выделено 4 типа нормальных процессов:  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  и  $H_4$  (рис. 1, 2, 3, 4). При  $H_1$  циклоны смещаются с района Японии на западную часть Берингова моря, при  $H_2$  — на центральную часть Берингова моря, при  $H_3$  циклоны смещаются с района Японии на восток-северо-восток, обычно к югу от Алеутских островов. При  $H_4$  циклоны с района Японии сначала смещаются на северо-восток, затем меняют траекторию и, смещаясь далее к северо-западу, выходят в район северо-восточнее или восточнее Камчатки. Нормальные процессы составляют 71% от общего числа процессов; чаще всего наблюдается процесс  $H_3$ .

Аномальные процессы характеризуются полем высокого давления над Алеутскими островами, что не соответствует средним зимним картам давления. Выделено 4 типа аномальных процессов:  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$  (рис. 5, 6, 7, 8). При  $A_1$  циклоны смещаются с района восточнее Японии через Курильские острова или юг Камчатки на северо-запад Охотского моря или на район о. Сахалин, при  $A_2$  — с юга через Камчатку на Восточно-Сибирское море, при  $A_3$  — с Японского моря на северо-восток Охотского моря, при  $A_4$  из района Японии циклоны медленно перемещаются на район Северных Курильских островов с последующим оттеснением циклоничности на восток. Из аномальных процессов наиболее многочисленным является  $A_1$ . Процессы  $A_1$  и  $A_2$  чаще всего осуществляются сериями в 3—5 и более процессов, процессы  $A_3$  и  $A_4$  наблюдаются на фоне нормальных процессов и больше одного раза не повторяются. С процессами  $A_1$  и  $A_2$  связано наибольшее возмущение термобарического поля тропосферы. С этими же процессами и с процессом  $H_1$  связаны наибольшие углубления циклонов.

Возникающие на границе Евразии и Тихого океана циклоны, по которым определяется тип процесса, названы основными циклонами.

Очень важной дополнительной характеристикой процессов является состояние сибирского максимума. Для его оценки все процессы были грубо подразделены на 2 большие группы: 1) с устойчивым сибирским максимумом и 2) с выходом циклона с запада по континенту на Охотское море (иногда на север Японского моря). Если при осуществлении какого-либо процесса наблюдается одновременный выход западного циклона, то к обозначению соответствующего процесса приставляется «з». Например,  $H_1/z$ ,  $H_2/z$ ,  $A_1/z$  и т. д. Из 341 процесса выход западного циклона наблюдался в 138 случаях. Временные разрушения сибирского максимума и выходы западных циклонов на Охотское море зимой играют исключительно важную роль в развитии синоптических процессов. Момент выхода циклона связан с выносом тепла на восток Азии, ослаблением контрастов в ВФЗ на границе материка и океана и связанной с этой зоной циклонической деятельностью. Прохождение западного циклона и последующее восстановление максимума связано со значительной активизацией ВФЗ и связанной с ней циклонической деятельностью.



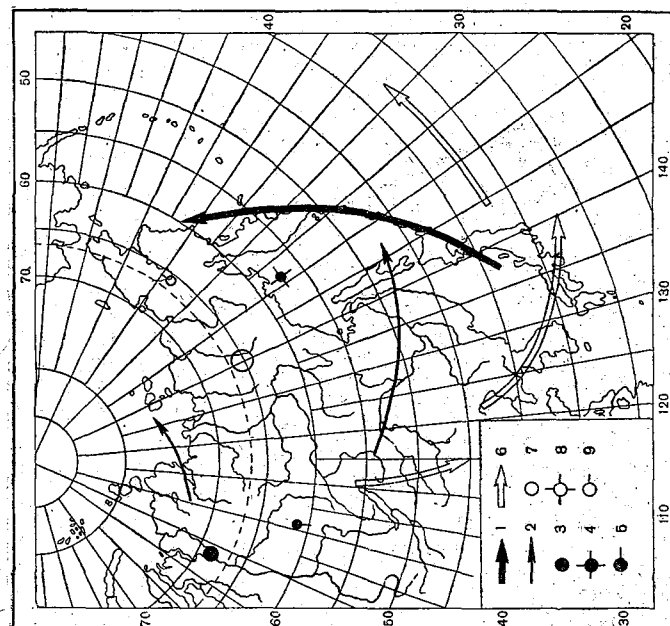


Рис. 1. Схема процессов типа  $H_{1/3}$ .  
1 — траектории основных циклонов процесса, 2 — траектории других циклонов, 3 — малоподвижные циклоны, 4 — частные циклоны, 5 — ложбины, 6 — траектории антициклонов, 7 — малоподвижные антициклоны, 8 — ядра высокого давления, 9 — гребни. Диаметры кружков характеризуют интенсивность барических образований.

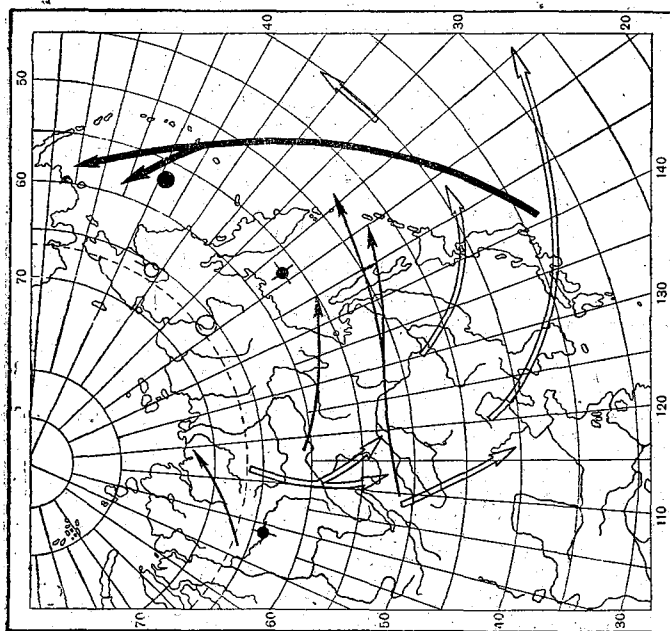


Рис. 2. Схема процессов типа  $H_{2/3}$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

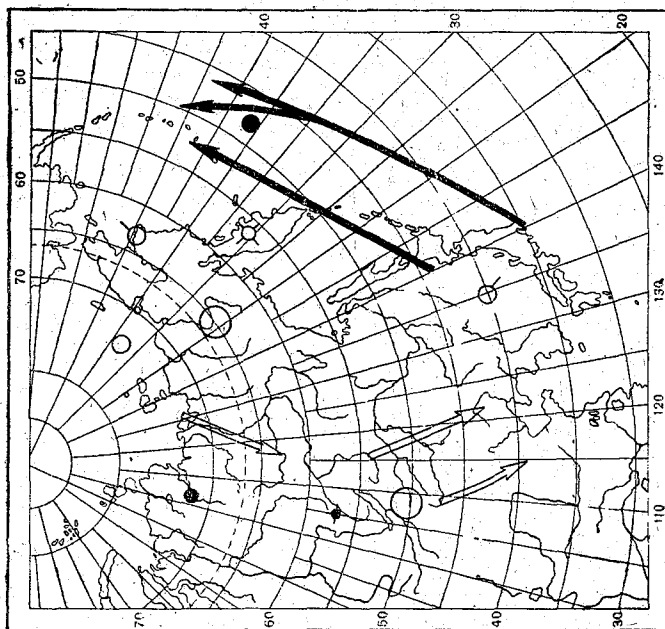


Рис. 3. Схема процессов типа  $H_3$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

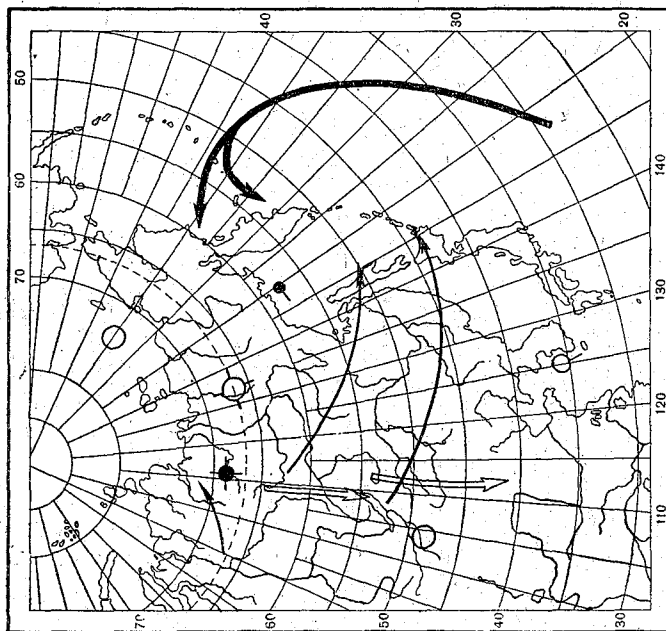


Рис. 4. Схема процессов типа  $H_{4/3}$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

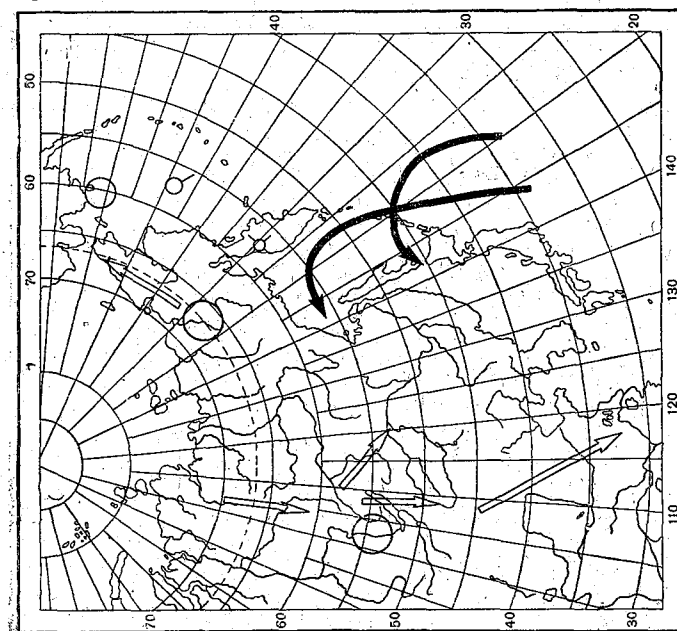


Рис. 5. Схема процессов типа  $A_1$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

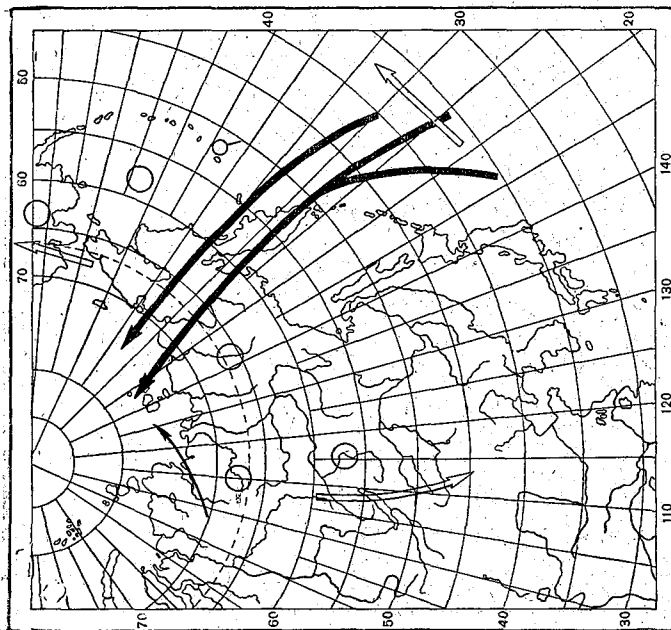


Рис. 6. Схема процессов типа  $A_2$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

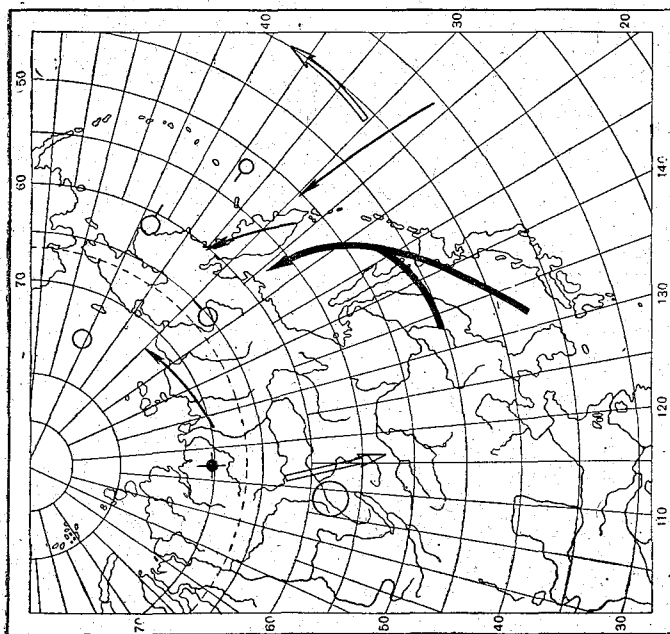


Рис. 7. Схема процессов типа  $A_3$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

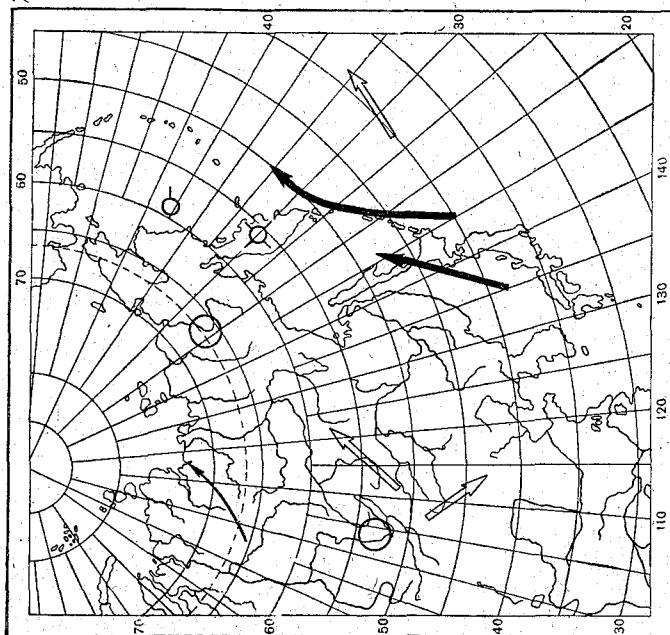


Рис. 8. Схема процессов типа  $A_4$   
(Усл. обозначения см. рис. 1).

В табл. 1 приведено распределение общего количества процессов и количества процессов с выходом западного циклона по типам.

Существенной особенностью рассматриваемого района является его расположение на границе двух секторов полушария: Атлантико-Евра-

Таблица 1

Распределение количества процессов по типам

| Количество процессов          | Процессы       |                |                |                |                |                |                |                |       |
|-------------------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|-------|
|                               | H <sub>1</sub> | H <sub>2</sub> | H <sub>3</sub> | H <sub>4</sub> | A <sub>1</sub> | A <sub>2</sub> | A <sub>3</sub> | A <sub>4</sub> | Всего |
| Общее . . . . .               | 32             | 48             | 135            | 30             | 37             | 19             | 19             | 21             | 341   |
| С выходом западного циклона . | 13             | 39             | 56             | 12             | 8              | 5              | 3              | 2              | 138   |

зийского (первый) и Тихоокеано-Американского (второй). Процессы данного района были сопоставлены с типами Г. Я. Вангенгейма, которые главным образом характеризуют атмосферную циркуляцию первого сектора [2, 4], и типами А. А. Гирса для второго сектора [3]. Каждый из 341 процесса был отнесен к соответствующему типу Вангенгейма и Гирса по каталогам ААНИИ.

Из этого количества процессов 32% соответствуют типу W (по Вангенгейму), 48% — типу E, 20% — типу C, 36% соответствует типу З (по Гирсу) для второго сектора, 20% — типу M<sub>1</sub>, 44% — типу M<sub>2</sub>. Такое процентное соотношение является средним за рассматриваемый период. При сопоставлении удобнее всего оказалось рассмотреть распределение типов Вангенгейма и Гирса в каждом из выделенных процессов. Совершенно очевидно, что характерно не фактическое распределение типов первого и второго сектора, а отклонение от приведенных выше средних процентных соотношений.

Известно, что типам W и E соответствует хорошо развитая алеутская депрессия, в то время как при типе C на район Алеутских островов распространяется гребень высокого давления, а алеутская депрессия смещена на Камчатку. При типах З и M<sub>2</sub> циклоны с района Японии смещаются к востоку-северо-востоку или к северо-востоку, при типе M<sub>1</sub> циклоны с Японии смещаются на Камчатку и далее на Чукотку, а район Алеутских островов занят гребнем высокого давления. Следовательно, процессы H<sub>2</sub> и H<sub>3</sub> соответствуют типам W и E первого сектора и типам З и M<sub>2</sub> второго сектора; процессы A<sub>1</sub> и A<sub>2</sub> соответствуют типам C и M<sub>1</sub>. Процессы H<sub>1</sub>, H<sub>4</sub>, A<sub>3</sub> и A<sub>4</sub> (вместе составляют 30% от общего количества) занимают промежуточное положение. Эти соображения будем учитывать при сопоставлении процессов.

#### а) Сопоставление синоптических процессов района дальневосточных морей с формами циркуляции Г. Я. Вангенгейма

Результаты сопоставления синоптических процессов района дальневосточных морей с формами циркуляции Вангенгейма приведены в табл. 2.

Из таблицы видно, что отклонения от среднего распределения в большинстве случаев невелики. Не наблюдается заметного преобладания типов W и E в процессах H<sub>2</sub> и H<sub>3</sub> и типа C в процессах A<sub>1</sub> и A<sub>2</sub>.

Весьма показательно, что распределение процессов с типами циркуляции в самом многочисленном процессе  $H_3$  близко к среднему. Возможно, что преобладание определенных типов циркуляции в некоторых процессах не является случайным, но следует иметь в виду малое количество процессов  $A_2$ ,  $A_3$  и  $A_4$ .

Таблица 2

Отклонение (%) от среднего распределения  
типовых процессов по формам циркуляции Г. Я. Вангенгейма

| Типы<br>Вангенгейма | Процессы |       |       |       |       |       |       |       |
|---------------------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                     | $H_1$    | $H_2$ | $H_3$ | $H_4$ | $A_1$ | $A_2$ | $A_3$ | $A_4$ |
| W                   | -13      | +7    | -2    | +5    | +1    | +5    | -16   | +20   |
| E                   | +11      | -6    | 0     | -8    | -5    | +10   | +10   | 0     |
| C                   | +2       | -1    | +2    | +3    | +4    | -15   | +16   | -20   |

Таким образом, табл. 2 показывает на весьма слабую синхронную связь между процессами первого сектора и района дальневосточных морей. Действительно, непосредственное воздействие процессов Евразии на более восточные районы ограничено устойчивостью сибирского максимума. Таблица 2 может быть дополнительным доказательством некоторой самостоятельности зимних синоптических процессов Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана.

Но должна быть связь типов Вангенгейма с выходами западных циклонов. Для выяснения этой связи все 138 процессов с выходом западного циклона были сопоставлены с типами Вангенгейма. Был поставлен вопрос: как часто наблюдается выход западного циклона при различных типах циркуляции? Оказалось, что частота выхода западного циклона составляет: при типе W 46%, при типе E 36%, при типе C 41%.

Характер развития процессов подсказывает, что выход западного циклона часто связан не с текущим, а с прошедшим процессом. Поэтому выходы западных циклонов были сопоставлены с типами циркуляции в прошлых процессах. В этом случае частота выхода западного циклона составляет 48% после типа W, 34% после типа E, 44% после типа C.

Была рассчитана частота выходов западных циклонов в период устойчивого развития типов циркуляции в течение 10 и более дней, в течение которых за рассмотренный период осуществилось 199 процессов. Частота выходов западных циклонов была: при типе W 49%, при типе E 33%, при типе C 35%.

Приведенные данные, в основном, соответствуют выводам И. А. Баумана [1] об устойчивости сибирского максимума при различных типах циркуляции. Отсутствие более тесной связи вполне понятно — типы циркуляции имеют целый ряд разновидностей в зависимости от стадии преобразования. Бауман приводит данные о вероятности устойчивости сибирского максимума при различных разновидностях типов циркуляции. При типе W устойчивости сибирского максимума является наименьшей в разновидностях, обозначенных Вангенгеймом «зап. пер.» (западный перенос) и «дв. ант.» (движение антициклонов). В рассматриваемом периоде по каталогу ААНИИ наблюдалось 26 элементарных синоптических процессов (ЭСП) типа W

с разновидностями «зап. пер.» и «дв. ант.». В 17 процессах, следующих после ЭСП, т. е. 65% случаев, наблюдался выход западного циклона.

Таким образом, не остается сомнений, что выходы западных циклонов по континенту на Охотское море зимой в значительной степени связаны с осуществлением типа W. Напрашивается вывод о том, что синоптические процессы первого сектора оказывают непосредственное воздействие на состояние сибирского максимума и через него на синоптические процессы прилегающей части Тихого океана.

Можно однако думать, что наиболее сильные возмущения термобарического поля более тесно связаны с типами Вангенгейма. Как уже указывалось, наиболее сильные возмущения определяются осуществлением серии процессов  $A_1$  и  $A_2$ , имеющих черты типа C. За рассмотренный период наблюдалось 6 таких серий длительностью от 15 дней до двух месяцев. В четырех случаях за 10—15 дней до начала указанной серии начиналось значительное развитие типа C, в двух случаях такое развитие типа C наблюдалось после окончания серии  $A_1$  и  $A_2$ .

В течение рассмотренных лет наблюдались 3 периода с длительным развитием типа C (более 10 дней), с которыми не были связаны процессы  $A_1$  и  $A_2$ . В двух случаях через 15—20 дней после начала типа C осуществлялась группа процессов  $H_1$ ,  $A_3$  и  $A_4$ . С последними процессами, так же как и с процессами  $A_1$  и  $A_2$ , связаны сильные штормы и пурга в районе Камчатки, Курильских островов и прилегающих морских районов. Только в одном случае в связи с длительным развитием типа C не наблюдалось определенных процессов в районе дальневосточных морей. Таким образом, из девяти случаев следует довольно тесная связь сильных возмущений на границе Евразии и Тихого океана с типом C.

Причем, в большинстве случаев через 10—20 дней после начала длительного развития типа C в районе Камчатки, Курильских островов и прилегающих морей наступает период сильных штормов и пурги.

#### б) Сопоставление синоптических процессов района дальневосточных морей с типами циркуляции А. А. Гирса

Синоптические процессы Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана непосредственно связаны с процессами второго сектора. Здесь, очевидно, в значительной степени должна существовать синхронная связь. Подтверждением этого могут быть данные табл. 3.

В данной таблице отклонение от среднего распределения в целом

Таблица 3

Отклонение (%) от среднего распределения  
типовых процессов по типам циркуляции А. А. Гирса

| Типы Гирса | Процессы |       |       |       |       |       |       |       |
|------------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|            | $H_1$    | $H_2$ | $H_3$ | $H_4$ | $A_1$ | $A_2$ | $A_3$ | $A_4$ |
| З          | —14      | +14   | +10   | —13   | —22   | —36   | +11   | +7    |
| $M_1$      | —4       | —1    | —15   | +7    | +23   | +59   | —4    | —1    |
| $M_2$      | +18      | —13   | +5    | +6    | —1    | —23   | —7    | —6    |

заметно больше, чем в табл. 2. Это указывает на то, что связь рассматриваемых процессов с процессами второго сектора значительно теснее, чем с процессами первого сектора. Из табл. 3 видно, что процесс  $H_3$  характерен преобладанием типов  $З$  и  $M_2$ , процесс  $H_2$  — преимущественно типом  $З$ . В процессах  $A_1$  и  $A_2$ , как и следовало ожидать, значительно преобладает тип  $M_1$ . Для нас весьма существенным является факт преобладания типа  $M_2$  при осуществлении процесса  $H_1$ . Дело в том, что процесс  $H_1$  (рис. 1) как по району активной циклонической деятельности, так и по погодным характеристикам в районе дальневосточных морей близко подходит к характеристике аномальных процессов. Анализ свойств данного процесса показал, что его нужно отнести к группе нормальных процессов. Преобладание типа  $M_2$  при его осуществлении показало правильность этого решения.

Весьма характерно, что типы  $A_3$  и  $A_4$  осуществляются при типе  $M_1$  даже меньше, чем в среднем. Очевидно, что единичность процессов  $A_3$  и  $A_4$  на фоне нормальных процессов определяет их слабую связь с типом  $M_1$ .

Можно допустить, что совпадение синоптических процессов Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана с соответствующими типами Гирса является неполным вследствие их сдвига по времени, в частности вследствие того, что возмущения могут, сначала возникать в районе больших контрастов температур и затем отразиться на характере типов всего второго сектора.

Чтобы проверить это предположение, мы решили посмотреть, как связаны с типами Гирса процессы, вызывающие наибольшие возмущения термобарического поля тропосферы. Как уже указывалось, такими процессами являются в первую очередь процессы  $A_1$  и  $A_2$ , они должны быть связаны с типом  $M_1$ . Были отобраны все процессы  $A_1$  и  $A_2$  и сопоставлены с предшествующими, текущими и последующими типами Гирса. Всего оказалось 20 периодов с процессами  $A_1$  и  $A_2$ : в 5 случаях наблюдались единичные, в 15 случаях — 2 и более процессов  $A_1$  и  $A_2$ .

Из рассмотренных 20 периодов в 11 случаях процессы  $A_1$  и  $A_2$  начинались раньше типа  $M_1$  за 2—12 дней, чаще всего за 4—8 дней; 2 раза наблюдалось совпадение начала процесса  $A_1$  или  $A_2$  с типом  $M_1$  с точностью  $\pm 1$  день; 3 раза тип  $M_1$  явно предшествовал процессам  $A_1$  и  $A_2$ . Только в четырех случаях, в течение которых осуществилось 9 процессов,  $A_1$  и  $A_2$  никаким образом не были связаны с типом  $M_1$ . Это составляет 16% от общего количества процессов  $A_1$  и  $A_2$  (56 процессов).

Таким образом, в большинстве случаев процессы  $A_1$  и  $A_2$  предшествуют развитию типа  $M_1$  во втором секторе.

Как уже указывалось, иногда развитие типа  $M_1$  предшествует осуществлению процессов  $A_1$  и  $A_2$ . Последнее связано с блокирующим эффектом над Тихим океаном, в результате которого циклоны, возникающие на границе Азии и Тихого океана, не могут сместиться далеко к востоку. Такой процесс описан в работе Эллиота [9].

Наконец встал вопрос, какие процессы соответствуют типу  $M_1$ , не связанному с процессами  $A_1$  и  $A_2$ . Таких периодов с типом  $M_1$  оказалось 15. В данном случае тип  $M_1$  оказался связанным главным образом с процессами  $A_3$ ,  $A_4$ ,  $H_1$  и  $H_4$ , т. е. с процессами, которые ранее были определены как промежуточные между  $A_1$  и  $A_2$ , с одной стороны, и  $H_2$  и  $H_3$ , с другой стороны.

Таким образом, синоптические процессы Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана теснее связаны с синоптическими процессами второго сектора, чем это следует из простого сопоставления.



## Выводы

1. Синоптические процессы Атлантико-Евразийского сектора непосредственно отражаются на состоянии сибирского максимума и через него главным образом оказывают воздействие на синоптические процессы Тихого океана. Разрушение сибирского максимума и выходы западных циклонов по континенту на Охотское море чаще всего связаны с развитием типа W. В то же время выходы западных циклонов зимой оказывают исключительно большое влияние на развитие синоптических процессов прилегающей части Тихого океана.

2. Синоптические процессы Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана непосредственно связаны с процессами всего Тихоокеано-Американского сектора и во многих случаях определяют их.

3. Отчетливее всего проявляется связь наиболее значительных возмущений на границе Евразии и Тихого океана с общей циркуляцией атмосферы. Эти возмущения обычно выражаются процессами  $A_1$  и  $A_2$ . Процессы  $A_1$  и  $A_2$  в большинстве случаев определяют тип  $M_1$  во втором секторе, но они могут иногда начинаться одновременно с типом  $M_1$  или после начала типа  $M_1$ .

Длительное развитие типа C в первом секторе вызывает в большинстве случаев осуществление серии процессов, характерных сильными штормами и пургой в прилегающих к Евразии морских районах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бауман И. А. О некоторых особенностях существования сибирского антициклона. Труды ЛГМИ, вып. 9, 1960.
2. Вангенгейм Г. Я. Долгосрочный прогноз температуры воздуха и вскрытия рек. Труды ГГИ, вып. 10, 1940.
3. Гирс А. А. Многолетние преобразования форм атмосферной циркуляции и изменения солнечной активности. Метеорология и гидрология, № 10, 1956.
4. Гирс А. А. Основы долгосрочных прогнозов погоды. Гидрометиздат, 1960.
5. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы. Гидрометиздат, 1959.
6. Погосян Х. П. Сезонные особенности распределения струйных течений в северном полушарии. Метеорология и гидрология, № 9, 1957.
7. Погосян Х. П. Струйные течения в атмосфере. Гидрометиздат, 1960.
8. Рил Г. и др. Струйное течение. Издательство иностранной литературы, Москва, 1959.
9. R. Elliot. Extended weather forecasting by weather type methods. Washington, 1944.

Л. Р. СОНЬКИН

## ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗИМНЕЙ ВЫСОТНОЙ ФРОНТАЛЬНОЙ ЗОНЫ НА ГРАНИЦЕ ЕВРАЗИИ И ТИХОГО ОКЕАНА И ЕЕ ПРОГНОСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В статье рассмотрены условия формирования и эволюции зимней ВФЗ на границе Евразии и Тихого океана. Показано, что в связи с характером формирования ВФЗ преобладают определенные варианты преобразования процессов.

Высотные фронтальные зоны (ВФЗ), являясь зонами значительного накопления энергии в атмосфере, оказывают большое влияние на развитие атмосферных процессов. Активизация циклонической деятельности в умеренных широтах неизменно связана с активизацией ВФЗ. Эволюция ВФЗ играет весьма значительную роль и в развитии крупномасштабной атмосферной циркуляции. Ю. Б. Храброву [4] удалось использовать эволюцию ВФЗ непосредственно в анализе и прогнозе микропроцессов.

Особый интерес представляет вопрос о формировании и эволюции зимней ВФЗ на границе Евразии и Тихого океана. Располагаясь в районе огромных контрастов температур между материком и океаном, ВФЗ обязана своему существованию главным образом трансформации западного потока [2]. На средних картах  $OT_{1000}^{500}$  и  $AT_{500}$  центральная часть этой ВФЗ располагается в районе Японии с дельтой, направленной на северо-восток. Это одна из самых активных ВФЗ земной атмосферы. Характерно, что зимой район Японских островов является районом максимальной в северном полушарии повторяемости ВФЗ и связанных с ними струйных течений [3]. Испытывая разнообразное смещение и эволюцию, ВФЗ вновь стремится сместиться в район Японских островов или сформироваться в этом районе под влиянием огромных естественных контрастов температур. Можно допустить, что состояние данной ВФЗ играет исключительно важную, если не решающую роль в развитии синоптических процессов Восточной Азии и прилегающих районов Тихого океана. Исходя из выводов статьи [5], можно говорить о роли ВФЗ в развитии синоптических процессов всего Тихоокеано-Американского сектора.

Некоторые статистические данные о состоянии ВФЗ на границе Евразии и Тихого океана имеются в работах А. П. Барабашкиной (1955 г.) и В. К. Дзюба [1]. В данной статье делается попытка выявления особенностей формирования и эволюции ВФЗ при конкретных типовых процессах в районе дальневосточных морей, а также выявле-

ния возможности их использования для прогноза дальнейшего развития процессов. Для решения задачи были использованы те же типовые процессы, которые легли в основу разрабатываемой методики прогноза погоды за 3—7 дней. В зависимости от соответствия поля давления среднемесячному и от траекторий циклонов, возникающих чаще всего в районе Японии в связи с деятельностью ВФЗ (основных циклонов), все процессы были подразделены на группу нормальных и группу аномальных процессов, а каждая из групп была подразделена на 4 типовых процесса:  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ ,  $H_4$  и  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$  [5]. На рис. 1 и 2 видны траектории основных циклонов каждого из процессов. За начало процесса брался момент возникновения нового основного циклона. Повторяемость выделенных процессов по данным за 9 лет приведена в статье [5].

В данном исследовании были использованы материалы за зимние месяцы пяти лет (ноябрь — март 1955-56—1959-60 гг.), взятые из ежедневных бюллетеней северного полушария ЦИПа. Положение ВФЗ изображалось с помощью центральной изогипсы на карте АТ<sub>500</sub> по методу, предложенному Ю. Б. Храбровым [4]. Однако, рассматривая формирование и эволюцию конкретных ВФЗ, нельзя было ограничиться постоянной изогипсой для сезона. В каждом конкретном случае в первый день типового процесса определялась центральная изогипса ВФЗ. Далее ее поведение прослеживалось в течение 3—5 дней, т. е. в течение времени осуществления процесса. Центральную изогипсу первого дня процесса оказалось допустимо и целесообразно сохранять постоянной в течение всего процесса. Нередко в течение процесса приходилось прослеживать поведение двух ВФЗ. Значение центральной изогипсы колебалось в широких пределах от 528 до 560 дкм, но в 68% случаев оно составляло 540—548 дкм (табл. 1).

Таблица 1

Повторяемость различных значений центральной изогипсы ВФЗ

| Значения центральной изогипсы | 528 | 532 | 536 | 540 | 544 | 548 | 552 | 556 | 560 |
|-------------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Повторяемость, %              | 1   | 3,5 | 10  | 25  | 25  | 18  | 11  | 5,5 | 1   |

Анализ показал, что в первый день типового процесса центральная часть ВФЗ располагается близко к среднему положению, в остальные дни ее положение нередко существенно отличается от среднего. Было рассмотрено положение ВФЗ в первые дни каждого из выделенных процессов. Для этого были составлены соответствующие сборные карты центральных изогипс ВФЗ первых дней типовых процессов, а на основании последних — схематические карты положения ВФЗ, приведенные на рис. 1 и 2. На этих рисунках видно, что возможные положения ВФЗ в первые дни различных процессов заметно отличаются друг от друга. Наиболее зональное положение имеет ВФЗ в первый день процесса  $H_3$  (рис. 1 в). В первый день процессов  $H_2$  и  $H_4$  ориентировка ВФЗ имеет заметную северную составляющую (рис. 1 б и г).

Для процессов  $H_1$ ,  $A_3$  и  $A_4$  (рис. 1 а, 2 в и г) характерны значительные возмущения ВФЗ. Очень важным в данном случае является явно выраженный гребень в дельте ВФЗ, ориентированный на Охотское море — Камчатку при процессах  $A_3$  и  $A_4$  и несколько восточнее — при процессе  $H_1$ . Заметим, что в первые дни процессов  $H_2$ ,  $H_3$  и  $H_4$  такие гребни наблюдаются редко и выражены они слабее. Наибольшая возмущенность ВФЗ наблюдается в первые дни процессов  $A_1$  и  $A_2$ .

(рис. 2а и б). При этом положение ВФЗ в первые дни процесса  $A_1$  отличается наибольшим многообразием. И это не случайно. Известно [5], что в подавляющем большинстве случаев процессы  $A_1$  и  $A_2$  осуществляются сериями в 3—5 и более процессов, при этом возмущенность ВФЗ увеличивается по мере осуществления этой серии. Серия заканчивается при крайне возмущенном термобарическом поле тропосферы. При этом осуществляются процессы  $A_1$  с циклонами, смещающимися на последнем участке траектории с востока на запад и даже с северо-востока на юго-запад. При осуществлении этой серии над Тихим океаном располагается блокирующий максимум, смещающийся на запад и выходящий к концу серии на район Чукотки — Колымы. Все сказанное и приводит к столь большому многообразию возможных положений ВФЗ в первые дни процесса  $A_1$ . Весьма харак-

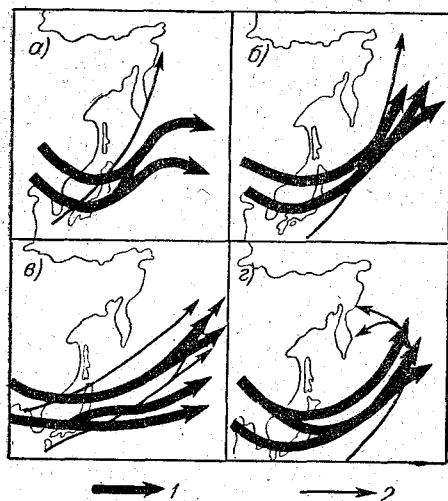


Рис. 1. Положение ВФЗ в первый день нормальных процессов и траектории основных циклонов.

а — процесс  $H_1$ , б — процесс  $H_2$ , в — процесс  $H_3$ , г — процесс  $H_4$ .  
1 — центральная изогипса ВФЗ, 2 — траектория основного циклона.

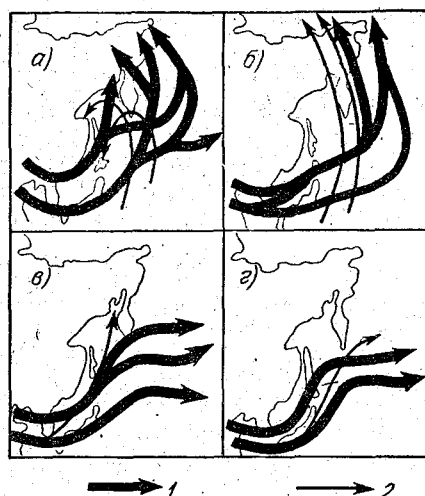


Рис. 2. Положение ВФЗ в первый день аномальных процессов и траекторий основных циклонов.

а — процесс  $A_1$ , б — процесс  $A_2$ , в — процесс  $A_3$ , г — процесс  $A_4$ .  
(Усл. обозначения см. рис. 1.).

терно, что в первый день аномальной серии положение ВФЗ процесса  $A_1$  может быть сходно с ВФЗ первого дня процессов  $A_3$  и  $A_4$ . Значительные возмущения термобарического поля и блокирующий максимум имеют место в дальнейшем по мере осуществления серии. Этот факт наводит на мысль, что одной из причин блокирования над океаном являются значительные возмущения термобарического поля у западных берегов в районах максимальных контрастов. Последнее близко к выводам Рекса о причинах блокирования [6].

Приведенные данные имеют прогностическое значение, поскольку положение ВФЗ первого дня дает некоторое указание на характер всего процесса, продолжающегося 3—5 дней. Тот факт, что ВФЗ первого дня процессов  $A_3$  и  $A_4$  отличаются лишь в деталях, а в отдельных случаях они близки к ВФЗ первого дня процесса  $H_1$ , не умаляет прогностического значения полученных результатов, так как все эти процессы ( $H_1$ ,  $A_3$ ,  $A_4$ ) характеризуются сильными штормами и пургой на Камчатке, Курильских островах и в прилегающих морских районах. То же относится к сходству ВФЗ первых дней процессов  $H_2$  и  $H_4$ , кото-

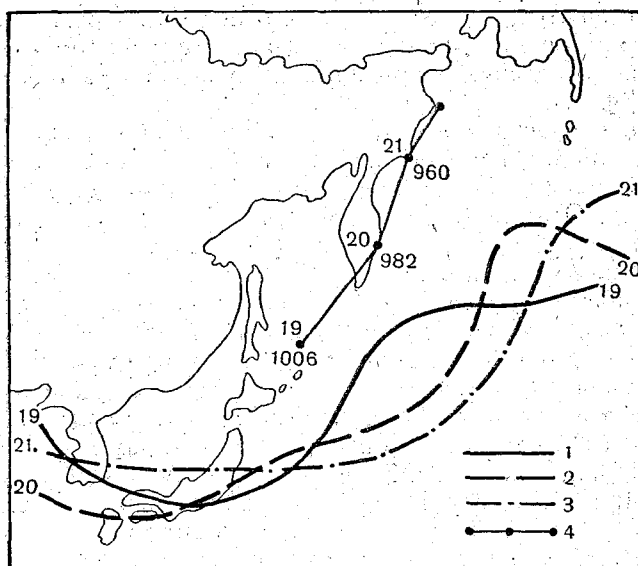


Рис. 3. Эволюция ВФЗ процесса  $H_1$  (19—21/XI 1958 г.).  
Положения центральной изогипсы: 1 — в первый день, 2 — во второй день, 3 — в третий день, 4 — траектория основного циклона с указанием его глубины.

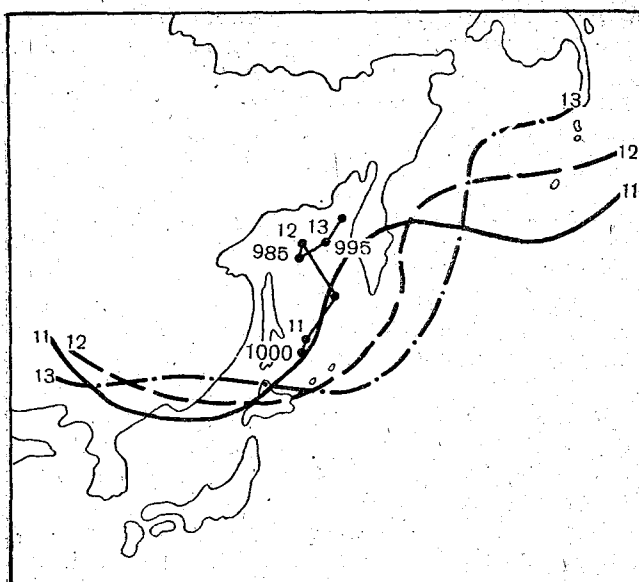


Рис. 4. Эволюция ВФЗ процесса  $A_3$  (11—13/XI 1958 г.).  
Усл. обозначения см. рис. 3.

рые к тому же в отдельных случаях трудно отличить от ВФЗ процесса  $H_3$ . Процессы  $H_2$ ,  $H_3$  и  $H_4$  характеризуются отсутствием непосредственного воздействия циклонов на указанный выше район. ВФЗ первых дней процессов  $A_1$  и  $A_2$  достаточно характерны. Прогностическое свойство ВФЗ первого дня вполне увязывается с выводом о некоторой самостоятельности зимних синоптических процессов района дальневосточных морей [5].

По мере осуществления процессов положение ВФЗ часто испытывает значительные изменения. Последние связаны главным образом со значительной адвекцией холода с материка по мере развития основного циклона. Отсюда следует, что эволюция ВФЗ в течение процесса непосредственно связана с типом процесса, а также со степенью углубления основного циклона.

Анализ рассмотренного материала полностью подтвердил сказанное. Оказалось, что наибольшее смещение волн по ВФЗ имеет место при процессах  $H_1$ ,  $A_3$  и  $A_4$  (рис. 3 и 4), т. е. при процессах с развитой меридиональностью. Именно при этих процессах даже при небольшом углублении основного циклона наблюдается наиболее мощная адвекция холода с континента на океан. В то же время при осуществлении процесса  $H_3$  чаще всего ВФЗ не испытывает значительных изменений (рис. 5). При процессах  $H_2$  и  $H_4$  в районе центральной части ВФЗ, так же как и при процессе  $H_3$ , не происходит существенных смещений центральной изогипсы, заметные смещения ее к востоку наблюдаются восточнее — в центральной части Тихого океана. Значительные смещения элементов волн при процессе  $H_3$ , так же как и при процессах  $H_2$  и  $H_4$ , наблюдаются лишь при большом углублении основного циклона (рис. 6). Однако заметим, что при этих процессах менее чем на 20% случаев основные циклоны углубляются до 970 мб и ниже.

Большой интерес представляет эволюция ВФЗ при процессах  $A_1$  и  $A_2$ . Как уже указывалось, эти процессы весьма устойчивы в соответствии с устойчивостью блокирующего максимума в более восточных районах. При этом восточнее Японии — Курильских островов наблюдается распространение ложбины за счет адвекции холода, а на Камчатку — Колыму распространение гребня — за счет адвекции тепла. Весьма характерная эволюция ВФЗ для процесса  $A_1$  показана на рис. 7, а для процесса  $A_2$  на рис. 8. Однако если бы эволюция ВФЗ продолжалась в этом же направлении, то через 1—2 процесса произошло бы полное перераспределение тепла и холода в тропосфере и дальнейшее осуществление процессов  $A_1$  и  $A_2$  стало бы невозможным. В действительности процессы  $A_1$  и  $A_2$  могут осуществляться более месяца. Это происходит потому, что по мере осуществления серии в некоторых случаях ВФЗ сохраняет свое положение или даже испытывает обратную эволюцию. Последнее, видимо, связано со значительной трансформацией холодного воздуха над Тихим океаном и теплого воздуха над Колымой — Якутией. В конечном счете все-таки происходит смещение теплого высотного антициклона на Колыму и холодной высотной ложбины на Тихий океан, с чем связано прекращение процессов  $A_1$  и  $A_2$ . В дальнейшем в течение длительного времени (до месяца) наблюдаются неактивные нормальные процессы с нештормовой погодой в районе Камчатки, Курильских островов и прилегающих морских районов.

Рассматривая эволюцию ВФЗ над Атлантикой — Европой, Ю. Б. Храбров [4] исходил из выводов гидродинамической теории длинных волн, в которой рассматривается баротропная модель. Быстрое смещение волн на ВФЗ при зональных процессах и преобладание

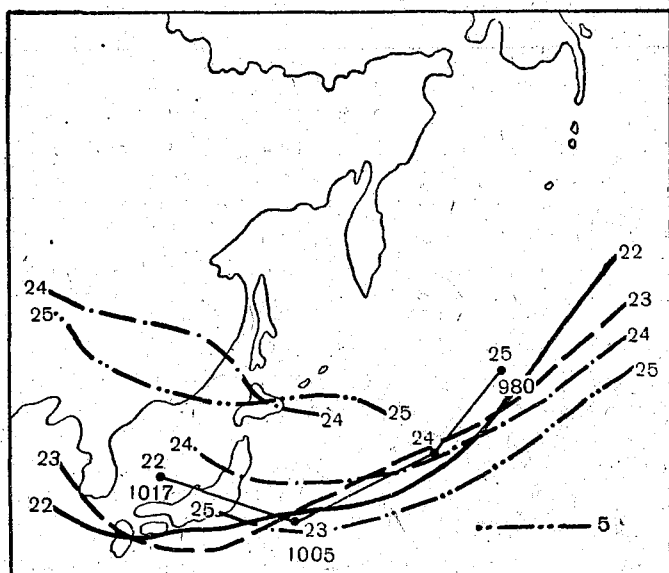


Рис. 5. Эволюция ВФЗ процесса  $H_3$  (22—25/XII 1957 г.).  
Усл. обозначения 1—4 см. рис. 3. 5 — положение центральной  
изогипсы в четвертый день.

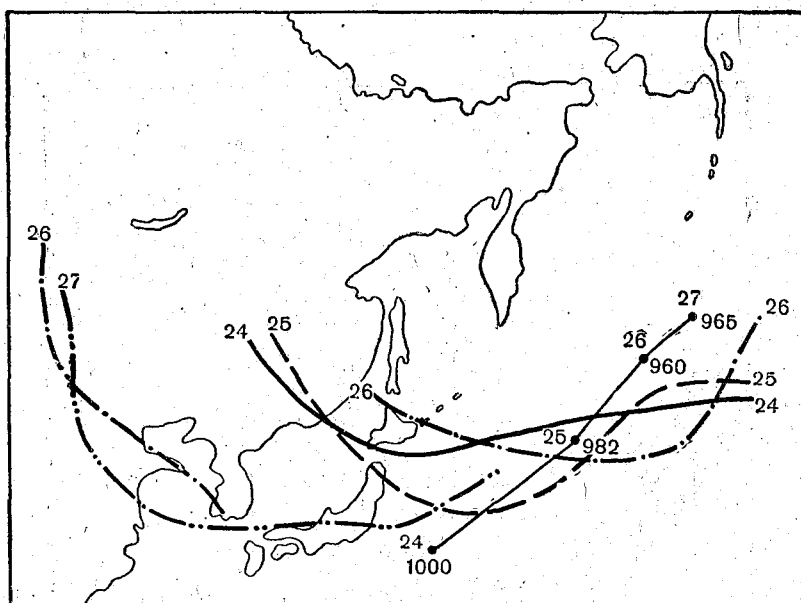


Рис. 6. Эволюция ВФЗ процесса  $H_3$  со значительным углублением основного  
циклона (24—27/XII 1958 г.).  
Усл. обозначения см. на рис. 4.

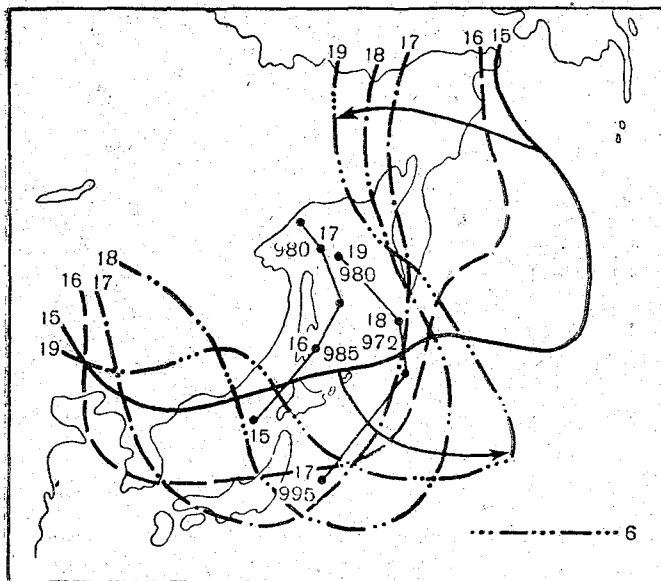


Рис. 7. Эволюция ВФЗ процесса  $A_1$  (15—19/XII 1955 г.).  
Усл. обозначения 1—6 см. рис. 4. 6 — положение центральной изогипсы  
в пятый день.

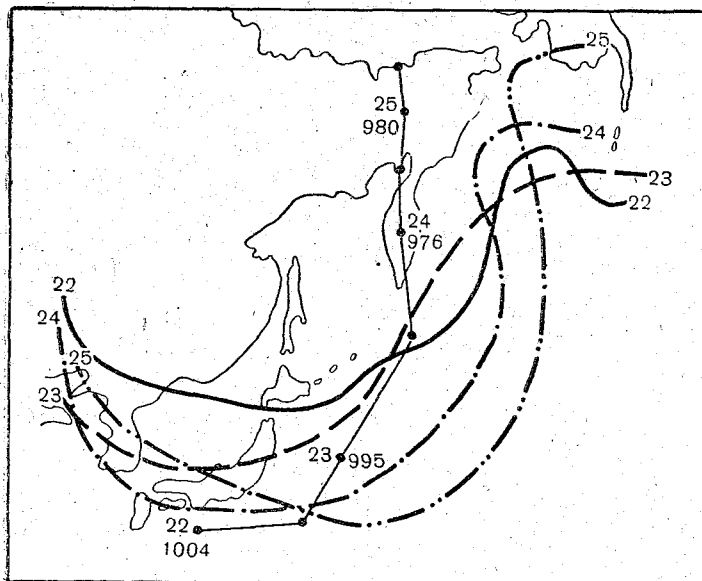


Рис. 8. Эволюция ВФЗ процесса  $A_2$  (22—25/I 1956 г.).  
Усл. обозначения см. рис. 4.



их малоподвижности при меридиональных — подтверждает теоретические выводы. В нашем случае исключительно большую роль приобретает бароклинность. Поэтому выводы автора в ряде случаев противоположны выводам Храброва: зимой на границе Евразии и Тихого океана наблюдается быстрое смещение волн на ВФЗ при меридиональных процессах и малые изменения положения ВФЗ при зональных.

По мере развития процесса часто происходит смещение центральной части ВФЗ с района Японии в восточном направлении. Рассмотрим, как происходит формирование ВФЗ следующего процесса. Оказалось, что оно происходит в течение текущего процесса, причем возможны следующие варианты:

- 1) центральная часть ВФЗ смещается на район среднего положения с северо-запада или с запада. Примеры такого формирования ВФЗ можно видеть на рис. 4 и 5;

- 2) ВФЗ сохраняется в районе среднего положения в течение всего текущего процесса или формируется в этом районе;

- 3) новая ВФЗ не формируется в районе среднего положения и не смещается сюда с северо-запада; к началу следующего процесса ее центральная часть расположена в океане восточнее среднего положения.

От характера формирования ВФЗ зависит преобразование процессов, что имеет непосредственное прогностическое значение. В зависимости от характера формирования ВФЗ удобно рассматривать 2 варианта преобразования: первый вариант — преобразование в  $H_1$  или в один из процессов аномальной группы, второй вариант — преобразование в  $H_2$ ,  $H_3$  и  $H_4$ . При преобразовании по первому варианту наблюдается непосредственное воздействие циклонов на Камчатку, Курильские острова и прилегающие морские районы, что связано с сильными штормами и с пургой. При преобразовании по второму варианту циклоны непосредственно не воздействуют на указанный район. Таким образом, только определение варианта преобразования во многом определяет успех прогноза на 4—6 дней. В среднем в 37% случаев наблюдается преобразование по первому варианту, в 63% случаев — по второму варианту. В данной работе рассмотрено 176 случаев преобразования.

Анализ показал, что формирование ВФЗ над континентом и смещение ее центральной части с северо-запада на район Японии способствует преобразованию по первому варианту. Дельта ВФЗ смещается с запада на Охотское море и далее на Камчатку, определяя траекторию циклона будущего процесса. Чаще всего такое формирование ВФЗ наблюдается при временных разрушениях сибирского максимума и прорывах циклонов с запада на Приморье. Смещение центральной части ВФЗ с северо-запада или с запада на район Японии наблюдалось 73 раза, при этом 41 раз, т. е. в 56% случаев, наблюдалось преобразование по первому варианту, что на 19% больше среднего преобразования по этому варианту.

Если ВФЗ не формируется в районе среднего положения и не смещается с северо-запада или с запада, т. е. к началу следующего процесса ее центральная часть оказывается восточнее среднего положения, то создается препятствие для преобразования по первому варианту. Действительно, из 15 случаев 14 раз наблюдалось преобразование по второму варианту. Единственный раз преобразование по первому варианту наблюдалось во время серии процессов  $A_1$  и  $A_2$  при наличии блокирующего максимума над Алеутскими островами.

Чаще всего (88 раз) наблюдалось формирование новой ВФЗ или сохранение старой с центральной частью в районе среднего положе-

ния. При этом в 77% случаев (68 раз) наблюдалось преобразование по второму варианту и в 23% случаев (20 раз) — по первому варианту. Это на 14% больше среднего преобразования по второму варианту и соответственно на 14% меньше среднего преобразования по первому варианту. Однако оказалось, что из 20 случаев преобразования по первому варианту 12 раз они наблюдались при серии процессов  $A_1$  и  $A_2$  и блокирующем максимуме в более восточных районах Тихого океана. При отсутствии серий процессов  $A_1$  и  $A_2$  преобразования по второму варианту наблюдались в 90% случаев.

Все данные о преобразовании процессов в зависимости от характера формирования ВФЗ приведены в табл. 2.

Приведенная обеспеченность прогностических положений указывает на возможность их применения наряду с другими положениями в практической работе.

Таблица 2

Преобразование процессов в зависимости от характера формирования ВФЗ

| Характер формирования ВФЗ                                                                         | Преобразование процессов по первому варианту, % | Отклонение от среднего преобразования по первому варианту, % | Преобразование процессов по второму варианту, % | Отклонение от среднего преобразования по второму варианту, % |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|
| Смещение центральной части ВФЗ с северо-запада или с запада на район среднего положения . . . . . | 56                                              | +19                                                          | 44                                              | -19                                                          |
| Формирование или сохранение ВФЗ с центральной частью в районе среднего положения                  |                                                 |                                                              |                                                 |                                                              |
| в общем случае . . . . .                                                                          | 23                                              | -14                                                          | 77                                              | +14                                                          |
| с исключением серий $A_1$ и $A_2$ . . . . .                                                       | 10                                              | -27                                                          | 90                                              | +27                                                          |
| Сохранение ВФЗ с центральной частью восточнее среднего положения . . . . .                        | 6                                               | -31                                                          | 94                                              | +31                                                          |

### Выводы

1. В первые дни выделенных типовых процессов наблюдается определенное сочетание возможных положений ВФЗ на границе Евразии и Тихого океана. Таким образом, положение ВФЗ в первый день процесса может служить указанием на характер всего процесса, продолжающегося 3—5 дней.

2. Эволюция ВФЗ в течение процесса зависит от характера процесса, а также от степени углубления циклона, возникшего на ВФЗ (основного циклона). Наибольшие смещения волн на ВФЗ связаны с сильной адвекцией холода со стороны холодного континента. Именно поэтому волны на ВФЗ значительно смещаются при таких процессах, как  $H_1$ ,  $A_3$  и  $A_4$  с развитой меридиональностью. В то же время при зональных процессах положение ВФЗ в большинстве случаев мало меняется. При процессах с блокирующим максимумом в Тихом океане наблюдается распространение ВФЗ с района Японии и Курильских

островов в океан в связи с адвекцией холода и с Берингова моря на Колыму в связи с адвекцией тепла.

3. Рассмотрены 3 возможных варианта формирования ВФЗ: смещение центральной части ВФЗ с северо-запада или с запада на районы, прилегающие к Японии, формирование новой или сохранение старой ВФЗ с центральной частью в названном районе и сохранение ВФЗ с центральной частью в океане восточнее Японии, т. е. восточнее среднего положения. Оказалось, что от характера формирования ВФЗ зависит преобразование процессов, что дает некоторые указания для прогноза погоды на 4—6 дней вперед.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дзюба В. К. Положение высотной фронтальной зоны в течение зимних синоптических процессов над Восточной Азией. Труды ДВНИГМИ, вып. 10, 1960.
2. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы. Гидрометиздат, 1959.
3. Погосян Х. П. Сезонные особенности распределения струйных течений в северном полушарии. Метеорология и гидрология, № 9, 1957.
4. Храбров Ю. Б. Методика составления прогнозов погоды на 3—7 дней. Гидрометиздат, 1959.
5. Сонькин Л. Р. К вопросу о связи зимних синоптических процессов Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана с общей циркуляцией атмосферы. См. настоящий сборник.
6. Rex D. F. Blocking Action in the Middle Troposphere and its Effect upon Regional Climate. Tellus, vol. 2, No 3, 1950.

Т. В. ПОКРОВСКАЯ

## СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПРОГНОЗОВ МЕСЯЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЕВРОПЕЙСКОЙ ТЕРРИТОРИИ СССР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИРКУЛЯЦИИ ПО Г. Я. ВАНГЕНГЕЙМУ

В статье рассматриваются результаты применения критерия Стьюдента к прогностическим зависимостям знака аномалии температуры на ЕТС от характеристик циркуляции, по Г. Я. Вангенгейму, в предшествующие месяцы. Делается вывод о статистической обоснованности рассматриваемой методики, что подтверждается данными проверки опытных прогнозов.

Основы предлагаемой методики фоновых прогнозов аномалий температуры изложены в статьях Т. В. Покровской и Е. В. Воробьевой [3, 5]. Принципы методики заключаются в упрощенном коррелировании числа дней с различными типами циркуляции, по Г. Я. Вангенгейму, с последующими фоновыми характеристиками термического режима. Под фоновой характеристикой понимается знак аномалии температуры. Он может относиться и к отдельным станциям и к целой территории, в данном случае к Европейской территории СССР. В последнем случае под фоном аномалии подразумевается преобладание того или другого знака аномалии на ЕТС по наблюдениям 21 станции.

Для отнесения месяца к теплomu или холодному при анализе исходных случаев требовалось преобладание определенного знака аномалии примерно на 80% территории и более. Остальные случаи отнесены к промежуточным типам, значение которых указано в табл. 1, где приведена типизация аномалий за период с 1891 по 1960 г. На данной стадии работ типизация аномалий проводилась путем визуального анализа карт аномалий, притом без учета интенсивности последних. Только в случае очень малых отклонений температуры от нормы по всей ЕТС пространственное распределение их не учитывалось, и рассматриваемый месяц относился к восьмому типу аномалий.

В настоящей статье рассматривается статистическая оценка основ предлагаемой методики и результатов опытных прогнозов на текущем материале.

Прогнозы давались в крайне общей форме — преобладание положительных или отрицательных аномалий на ЕТС, т. е. прогнозировался либо тип 1, либо тип 2. Прогнозы считались оправдавшимися, если прогнозируемый знак осуществлялся на большинстве станций взятой сети (не менее 11 станций из 21). Давались также по сходной методике прогнозы знака аномалий температуры на отдельных станциях, но здесь рассматриваются в основном фоновые прогнозы по ЕТС.

Таблица I

Типы аномалий средней месячной температуры воздуха на Европейской территории СССР за период 1891—1960 гг.

| Годы | I  | II | III | IV | V  | VI | VII | VIII | IX | X  | XI | XII |
|------|----|----|-----|----|----|----|-----|------|----|----|----|-----|
| 1891 | 2! | 3  | 1   | 8  | 1  | 4  | 4*  | 4    | 5  | 5  | 2  | 1!  |
| 1892 | 2  | 4* | 3   | 2  | 1  | 4  | 6   | 4    | 1  | 2  | 3  | 2   |
| 1893 | 2! | 2  | 4*  | 2  | 2  | 2  | 4*  | 4    | 6* | 1  | 4  | 7   |
| 1894 | 3  | 1  | 5   | 5* | 1* | 4! | 5!  | 1    | 2  | 2  | 5  | 5   |
| 1895 | 6* | 2  | 6   | 2  | 5  | 5  | 7   | 4    | 2  | 1  | 5  | 2*  |
| 1896 | 2  | 2* | 3   | 2! | 3  | 5  | 5   | 1    | 1* | 1  | 2  | 2   |
| 1897 | 3  | 4  | 4   | 1  | 1! | 4  | 5   | 1*   | 1  | 5  | 2* | 2   |
| 1898 | 1  | 4* | 2   | 2  | 1  | 5  | 6!  | 1    | 6  | 2  | 1  | 4   |
| 1899 | 1  | 4* | 2   | 4  | 2  | 2  | 5   | 2    | 1  | 1  | 1  | 2   |
| 1900 | 2  | 4  | 6   | 2  | 2  | 2  | 2*  | 1    | 2  | 1  | 3  | 4   |
| 1901 | 3  | 6  | 6   | 1* | 8  | 1  | 8   | 1*   | 5  | 3* | 2! | 4   |
| 1902 | 4  | 4  | 4   | 2* | 2  | 4  | 6!  | 6*   | 2  | 2! | 2! | 2   |
| 1903 | 4  | 1  | 1   | 1  | 8  | 1  | 4   | 1    | 5  | 2  | 1* | 3   |
| 1904 | 3  | 4  | 3   | 3  | 2  | 2* | 2   | 2*   | 2  | 1! | 6  | 4   |
| 1905 | 2  | 1* | 3   | 3  | 1  | 5  | 2*  | 4*   | 4* | 6  | 1  | 1   |
| 1906 | 1  | 1  | 4   | 1  | 1  | 1  | 1!  | 2    | 2  | 7  | 5  | 6*  |
| 1907 | 2  | 3  | 3   | 3  | 4  | 3  | 6   | 6    | 7  | 1* | 3* | 2   |
| 1908 | 2  | 1  | 2   | 3  | 2  | 2* | 7   | 2*   | 8  | 5  | 2  | 3*  |
| 1909 | 3  | 6  | 7   | 2  | 2  | 2  | 7   | 5    | 1! | 1  | 6  | 1   |
| 1910 | 1  | 7  | 1*  | 1  | 1* | 5  | 1   | 2    | 8  | 2  | 4  | 1   |
| 1911 | 3* | 2  | 5   | 4  | 1* | 6  | 6   | 5    | 2  | 7  | 1! | 3*  |
| 1912 | 2! | 2! | 1*  | 2  | 2  | 1* | 2*  | 1*   | 6  | 2  | 6  | 1   |
| 1913 | 6* | 5  | 1   | 1  | 2  | 2  | 3   | 1    | 1  | 2  | 1! | 1   |
| 1914 | 4* | 1! | 1*  | 2  | 1  | 5  | 5   | 6    | 2  | 2! | 2! | 1   |
| 1915 | 1* | 1  | 2*  | 8  | 6  | 2* | 1   | 2    | 8  | 2  | 4  | 4   |
| 1916 | 1  | 1  | 4   | 1* | 2  | 8  | 3   | 2    | 2  | 2* | 1  | 1*  |
| 1917 | 2  | 2  | 2*  | 1  | 2  | 1  | 4*  | 1    | 1* | 1  | 1  | 6*  |
| 1918 | 4  | 1  | 2   | 1  | 2  | 6* | 7   | 2    | 7  | 1! | 3  | 3*  |
| 1919 | 5  | 4  | 2   | 6  | 2  | 3! | 3   | 2*   | 1  | 6  | 2* | 2*  |
| 1920 | 4  | 5* | 1   | 1  | 1  | 6* | 1!  | 1    | 1  | 2  | 3  | 3   |
| 1921 | 4  | 3  | 1   | 1  | 1  | 1  | 2   | 1    | 2  | 2  | 2  | 2   |
| 1922 | 6  | 7  | 1*  | 8  | 1  | 3  | 1   | 8    | 3  | 2  | 6  | 4*  |
| 1923 | 3* | 2! | 7   | 2  | 4  | 6! | 2   | 2    | 1  | 1  | 1  | 1*  |
| 1924 | 2  | 3* | 3   | 6  | 1  | 4! | 2   | 5    | 1  | 1* | 3  | 3   |
| 1925 | 1  | 1  | 4   | 1  | 1  | 2* | 1*  | 1*   | 8  | 2* | 4  | 6*  |
| 1926 | 2* | 2* | 3   | 2  | 7  | 1  | 2*  | 2    | 3  | 2* | 1  | 4*  |
| 1927 | 2  | 3  | 5   | 8  | 2  | 1* | 1*  | 1    | 4  | 4  | 8  | 2   |
| 1928 | 3  | 3  | 2*  | 2  | 8  | 2  | 2   | 2*   | 1* | 7  | 1* | 3*  |
| 1929 | 2  | 2! | 2!  | 2! | 1  | 2  | 6   | 1!   | 2  | 1  | 1  | 5   |
| 1930 | 1! | 5  | 4   | 4  | 1  | 2  | 8   | 1    | 2  | 1  | 1  | 2!  |
| 1931 | 3  | 2! | 6   | 3  | 1  | 2  | 1!  | 1!   | 6  | 1  | 3  | 3   |
| 1932 | 1* | 2* | 2   | 6  | 4  | 4  | 5   | 1    | 1  | 1  | 5  | 1*  |
| 1933 | 2  | 2* | 2   | 6  | 2  | 2* | 1!  | 2    | 7  | 1  | 2! | 2!  |
| 1934 | 3  | 1  | 5   | 5  | 1  | 2  | 5!  | 1    | 5! | 1  | 3* | 3   |
| 1935 | 3  | 1! | 1*  | 7  | 2  | 5  | 2   | 1*   | 7  | 1  | 3  | 1   |
| 1936 | 1  | 2  | 5   | 3* | 5  | 1  | 1!  | 1    | 8  | 6  | 1! | 1   |
| 1937 | 3  | 1  | 1   | 1  | 5  | 1* | 1*  | 1    | 1! | 1  | 1  | 4   |
| 1938 | 1  | 1  | 1   | 6  | 6  | 1  | 1   | 1!   | 1  | 1  | 1  | 2   |
| 1939 | 5  | 1  | 3   | 4  | 4  | 1* | 4   | 5    | 2  | 2  | 7  | 6   |
| 1940 | 2  | 2* | 6   | 6  | 7  | 5  | 1*  | 6    | 1  | 2  | 1  | 7   |
| 1941 | 2  | 4  | 2*  | 4  | 2  | 2  | 5   | 3*   | 2  | 2  | 2* | 2!  |
| 1942 | 2! | 2  | 2   | 2  | 7  | 7  | 7   | 5*   | 5  | 1  | 2* | 7   |
| 1943 | 2  | 1* | 3   | 1  | 6  | 5* | 3*  | 8    | 5  | 5  | 1  | 1   |
| 1944 | 1! | 1  | 1   | 6  | 6  | 7  | 5*  | 5    | 1  | 3* | 5* | 3   |
| 1945 | 1* | 3* | 2   | 2  | 2  | 2* | 5*  | 3    | 8  | 2* | 2* | 2   |
| 1946 | 1  | 4  | 8   | 4* | 4  | 5  | 5*  | 1    | 1* | 2  | 6* | 3   |
| 1947 | 3  | 4  | 4   | 1* | 2* | 5  | 4*  | 8    | 3* | 6* | 1* | 1*  |

| Годы | I  | II | III | IV | V  | VI | VII | VIII | IX | X  | XI | XII |
|------|----|----|-----|----|----|----|-----|------|----|----|----|-----|
| 1948 | 1  | 6* | 3*  | 5  | 1  | 1  | 2   | 4    | 3  | 1* | 3* | 3!  |
| 1949 | 1  | 5* | 3   | 3  | 1  | 6  | 2*  | 8    | 5  | 1* | 1* | 1   |
| 1950 | 2  | 1* | 1   | 1! | 7  | 2  | 2   | 2    | 3  | 3  | 1* | 1   |
| 1951 | 7  | 2  | 6   | 1! | 2  | 4  | 4   | 1    | 1  | 3  | 2* | 1   |
| 1952 | 1  | 1  | 2   | 5  | 2* | 1* | 6   | 4    | 6  | 4  | 7  | 7   |
| 1953 | 1  | 2! | 3   | 1* | 8  | 1  | 4*  | 1    | 2  | 5  | 3  | 3!  |
| 1954 | 3  | 2! | 3   | 3* | 1  | 1  | 1!  | 1*   | 1  | 1  | 1* | 1   |
| 1955 | 1  | 4  | 3   | 2* | 6  | 6  | 5*  | 5    | 1  | 1! | 2* | 2!  |
| 1956 | 4* | 2! | 3   | 4* | 3  | 1! | 2   | 6*   | 2  | 8  | 2  | 1*  |
| 1957 | 1  | 1! | 2   | 5* | 1  | 4  | 1*  | 1    | 1  | 3  | 5  | 1   |
| 1958 | 4* | 4* | 2*  | 2  | 4  | 2  | 2   | 6*   | 2  | 1* | 1* | 4!  |
| 1959 | 1! | 1  | 3   | 4  | 6* | 1  | 1   | 1*   | 2  | 2  | 3  | 2   |
| 1960 | 4  | 4  | 2   | 1* | 3  | 1  | 1   | 3    | 2  | 4  | 5* | 1   |

Обозначения типов аномалий температуры:

1 — выше нормы; 2 — ниже нормы; 3 — выше нормы на севере ЕТС, ниже нормы на юге ЕТС; 4 — ниже нормы на севере ЕТС, выше нормы на юге ЕТС; 5 — выше нормы на западе ЕТС, ниже нормы на востоке ЕТС; 6 — ниже нормы на западе ЕТС, выше нормы на востоке ЕТС; 7 — сложное распределение аномалий; 8 — температура по всюду близка к норме.

Знак \* означает заметное отклонение от типового распределения, знак ! означает весьма сильное развитие данного типа аномалий.

Упрощение коррелирования при прогнозах, о котором упоминалось, заключалось в том, что коэффициенты корреляции не вычислялись, как это принято в классическом методе мировой погоды, а зависимость оценивалась по графикам, построенным в форме изоплет. Каждый график представляет собой корреляцию температуры с двумя аргументами, т. е. с числами дней с различными типами циркуляции по Вангенгейму за какие-либо два предшествующие интервала времени (месяц или сумма месяцев). Эти предшествующие месяцы в дальнейшем называем прогностическими, а месяцы, для которых определяется ожидаемый фон аномалии — прогнозируемыми.

На графиках откладывались по двум координатным осям значения того и другого аргумента и в месте пересечения обозначался год и тип аномалии прогнозируемого месяца. Затем проводилась демаркационная линия, разделяющая поля с преобладанием фоновых аномалий различного знака (рис. 1, 2). Подобные графики правильнее называть не корреляционными, а координационными или демаркационными, но в дальнейшем автор не отказывается от термина «корреляция» из-за его привычности.

Связь, изображенная на рис. 1 (январь), типична для большинства графиков, показанная же на рис. 2 (апрель) является наилучшей из числа полученных по данному способу. Тесная зависимость режима температуры на ЕТС от характера атмосферной циркуляции в зимние месяцы была ранее показана Г. Я. Вангенгеймом [1].

Для того чтобы решить, какие месяцы целесообразно брать в качестве прогностических, использован способ Л. А. Вительса [2] и др. Этот способ заключается в том, что из числа исходных, т. е. прогнозируемых месяцев, отбираются случаи с экстремальными аномалиями того и другого знака. Прогностические связи устанавливаются сначала на материале именно этих месяцев, а затем так или иначе интерполируются для неэкстремальных случаев.

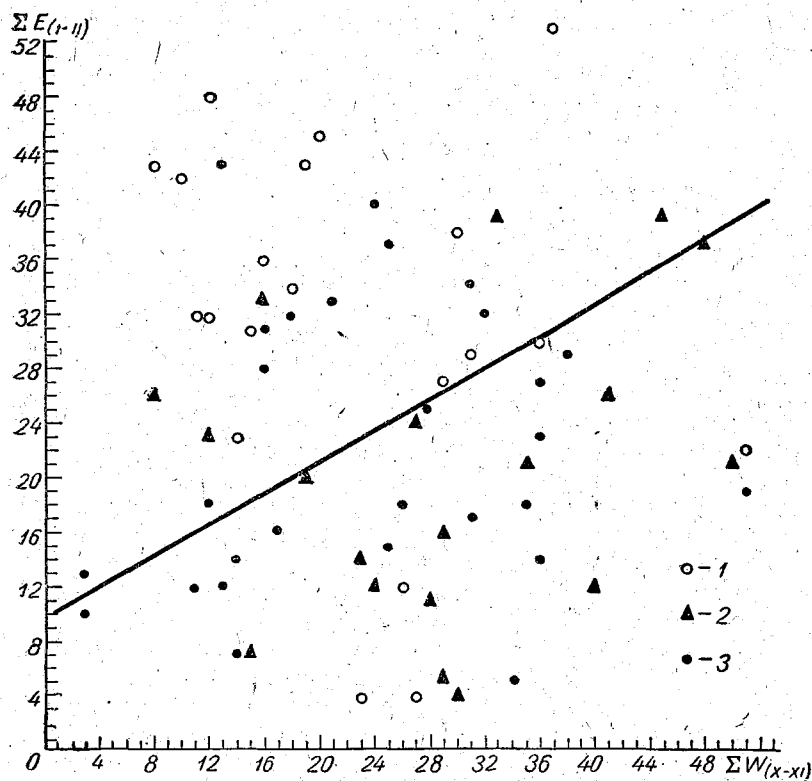


Рис. 1. Координационный график зависимости фона аномалии температуры на ЕТС в январе от числа дней с типами циркуляции по Г. Я. Вангенгейму в предшествующие месяцы.

1 — преобладание положительных аномалий, 2 — преобладание отрицательных аномалий, 3 — промежуточные случаи.  
W — западный тип (3), E — восточный тип.

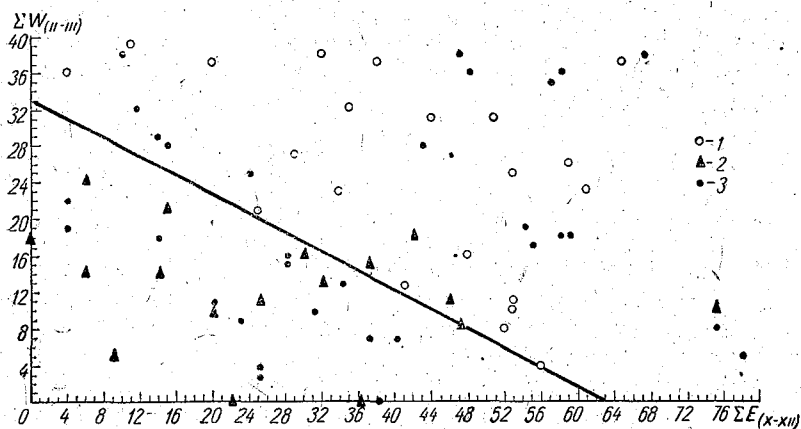


Рис. 2. Координационный график зависимости фона аномалий температуры на ЕТС в апреле от числа дней с типами циркуляции по Г. Я. Вангенгейму в предшествующие месяцы.

Усл. обозначения см. рис. 1.

Как и у Вительса, у нас для каждого прогнозируемого месяца подобрана не одна прогностическая связь, но число их меньше, чем у Вительса, так как при трех формах циркуляции Вангенгейма можно получить меньше различных комбинаций, чем при восьми районах Вительса. Для каждого месяца получено от трех до шести прогностических графиков по двум аргументам. Эти графики не все независимы друг от друга, так как часто один и тот же аргумент входит в два графика и даже более чем в два.

Перечень корреляционных (координационных) связей дан в табл. 2, которая служит для обзора распределения прогностических связей по месяцам. Если в таблице одна и та же форма циркуляции записана в двух или нескольких месяцах подряд, то это значит, что для прогноза бралось суммарное число дней с данной формой за эти месяцы.

Прежде всего из табл. 2 усматривается, как это уже отмечалось Л. А. Вительсом, что для прогноза необязательно иметь данные циркуляции за месяц, непосредственно предшествующий прогнозируемому (1-й предыдущий месяц по таблице). Лишь для апреля прогностическая связь имеет подобную заблаговременность, называемую «нулевой». Однако практически и в таких случаях представляется возможным давать прогноз раньше конца предшествующего месяца, используя лишь один аргумент (естественно, с уменьшением обеспеченности прогноза) или же накопленные к моменту прогноза данные по второму аргументу (число дней за неполный месяц). На апрель 1961 г. уже 5 января этого года был дан опытный прогноз «тепло» (по графику № 1), так как при числе дней с В циркуляцией за октябрь—декабрь больше 50, отрицательные аномалии температуры в апреле маловероятны, за указанные же месяцы 1960 г. было 52 дня с В циркуляцией.

Табл. 2 показывает, что, вообще, месяцы, отстоящие на 6—7, а иногда и на 10—12 месяцев от прогнозируемого, имеют не меньшее значение для подготовки фона термической аномалии, чем непосредственно предшествующие. В одном случае (для сентября) используются признаки даже двухгодичной заблаговременности. Такое положение вполне соответствует принципам макроциркуляционного метода долгосрочных прогнозов погоды по Вангенгейму, где в основу положены преобразования форм атмосферной циркуляции в течение полугодия и более. Для отыскания прогностических связей нами систематически просматривалось 12 предшествующих месяцев, а в отдельных случаях и более далекие интервалы времени.

Случаев положительных и отрицательных аномалий на ЕТС (типы 1 и 2 в табл. 1, отмеченные на графиках соответственно кружками и треугольниками) для каждого месяца насчитывается 30—40 за использованный период, с 1891 г. по последние годы. Это и были экстремальные аномалии (в смысле распространения по площади одного и того же знака отклонения от нормы), исходя из которых строились прогностические графики.

Эти графики были подвергнуты анализу с целью установления статистических критериев их надежности. В этой работе систематическую консультацию оказывали О. А. Дроздов и М. И. Юдин.

За основу, по совету Юдина, был принят  $t$ -критерий Стьюдента. Критерий дает возможность оценить, насколько реально с точки зрения математической статистики расхождение между средними из всей совокупности и средними из отдельных ее частей [4]. Схема вычислений учитывает число членов во всей совокупности и в рассматриваемых ее частях, а также разницу общей средней с частными средними по отношению к изменчивости значений членов совокупности. Сред-



Таблица 2

Связи, использованные для прогноза температур на ЕТС (прогностические месяцы с заблаговременностью до 13 месяцев и типы циркуляций З, В, Ц)

| Прогно-<br>зируемые<br>месяцы и<br>номера<br>графиков | 13             | 12             | 11   | 10   | 9    | 8    | 7    | 6    | 5    | 4    | 3    | 2    | 1    |
|-------------------------------------------------------|----------------|----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Январь                                                | XII            | I •            | II   | III  | IV   | V    | VI   | VII  | VIII | IX   | X    | XI   | XII  |
| 1                                                     | —              | B              | B    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | 3    | 3    | —    |
| 2                                                     | —              | B              | B    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | Ц    | Ц    | —    | —    | —    | —    | 3    | 3    | —    |
| 4                                                     | —              | B              | B    | —    | Ц    | Ц    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Февраль                                               | I              | II             | III  | IV   | V    | VI   | VII  | VIII | IX   | X    | XI   | XII  | I    |
| 1                                                     | —              | —              | —    | 3    | 3    | —    | —    | —    | —    | B    | B    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | 3    | 3    | —    | —    |
| Март                                                  | II             | III            | IV   | V    | VI   | VII  | VIII | IX   | X    | XI   | XII  | I    | II   |
| 1                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | B, 3 | B, 3 | —    | —    | —    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | B    | B    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 4                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 5                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Апрель                                                | III            | IV             | V    | VI   | VII  | VIII | IX   | X    | XI   | XII  | I    | II   | III  |
| 1                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Май                                                   | IV             | V              | VI   | VII  | VIII | IX   | X    | XI   | XII  | I    | II   | III  | IV   |
| 1                                                     | —              | —              | —    | 3    | —    | —    | 3    | 3    | —    | —    | —    | 3    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | B, 3 | B, 3 | B, 3 | B, 3 | B, 3 | B, 3 | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 4                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 5                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 6                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Июнь                                                  | V              | VI             | VII  | VIII | IX   | X    | XI   | XII  | I    | II   | III  | IV   | V    |
| 1                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | 3, B |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 4                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 5                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 6                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Июль                                                  | VI             | VII            | VIII | IX   | X    | XI   | XII  | I    | II   | III  | IV   | V    | VI   |
| 1                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 4                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Август                                                | VII            | VIII           | IX   | X    | XI   | XII  | I    | II   | III  | IV   | V    | VI   | VII  |
| 1                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Сентябрь                                              | VIII           | IX             | X    | XI   | XII  | I    | II   | III  | IV   | V    | VI   | VII  | VIII |
| 1                                                     | —              | 3, B           | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | 3              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | B              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 4                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 5                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 6                                                     | —              | 3, B           | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| Октябрь                                               | B, B за 2 года | B, B за 2 года | XI   | XII  | I    | II   | III  | IV   | V    | VI   | VII  | VIII | IX   |
| 1                                                     | —              | X              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 2                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 3                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |
| 4                                                     | —              | —              | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    | —    |

| Прогно-<br>зируемые<br>месяцы и<br>номера<br>графиков | 13 | 12  | 11 | 10 | 9   | 8  | 7 | 6  | 5   | 4    | 3  | 2 | 1  |
|-------------------------------------------------------|----|-----|----|----|-----|----|---|----|-----|------|----|---|----|
| Ноябрь                                                | XI | XII | I  | II | III | IV | V | VI | VII | VIII | IX | X | XI |
| 1                                                     | —  | —   | —  | —  | —   | —  | V | —  | 3   | —    | —  | — | —  |
| 2                                                     | —  | —   | —  | —  | —   | —  | B | —  | —   | —    | —  | — | —  |
| 3                                                     | —  | —   | —  | —  | —   | —  | — | —  | 3   | —    | —  | — | —  |
| 4                                                     | Ц  | Ц   | —  | —  | —   | —  | B | —  | —   | Ц    | —  | — | —  |
| Декабрь                                               | XI | XII | I  | II | III | IV | V | VI | VII | VIII | IX | X | XI |
| 1                                                     | —  | —   | —  | —  | —   | —  | — | —  | —   | —    | —  | — | —  |
| 2                                                     | —  | —   | —  | —  | B   | B  | — | —  | Ц   | —    | —  | — | —  |
| 3                                                     | —  | —   | —  | —  | —   | —  | — | —  | —   | —    | —  | B | Ц  |

ние, также по совету Юдина, были образованы следующим образом: случаям с (+) аномалией приписывался балл 1, а с (—) аномалией — балл 0, исходя из чего и вычислялись средние значения аномалий для всей совокупности из 30—40 членов и для двух ее частей, т. е. для двух полей прогностических графиков, разделенных демаркационной линией (типы 3—8 при вычислении средних не учитывались).

Результаты статистической оценки приведены в табл. 3. Оценка была проведена двояким образом. Сначала, в целях полной объективности, все поле графика делилось на 4 квадрата, которые и образовали частные совокупности. Проводилась вертикальная линия, делящая пополам все число точек (здесь брались все аномалии за 68—70 лет, не только экстремальные). Затем каждая половина делилась таким же образом еще на две части горизонтальной линией. Таким образом было получено 4 квадрата с равным, с точностью до единицы, числом точек в каждом из них. В дальнейшем расчеты велись с учетом только экстремальных аномалий, т. е. типов 1 и 2.

Средние значения аномалий по квадратам оценивались по  $t$ -критерию. Результаты помещены в первых графах табл. 3. Они показывают вероятность того, что данное среднее значение аномалий, т. е. соотношение числа (+) и (—) аномалий, является результатом случайности. Видно, что такая вероятность часто очень мала (выражается цифрами менее 0,1; 0,3; 0,5%). Это говорит, во всяком случае, о наличии элементов неслучайности в прогностических графиках.

Возможность проведения «произвольной» демаркационной линии, разделяющей график на два поля, вместо деления по квадратам резко повышает уровень надежности связей. В каждом месяце находится хотя бы одна прогностическая связь (одно или два поля на каком-либо графике), для которой вероятность случайного появления менее 0,1%. Заметим, что по высказываниям, имеющимся в литературе, заслуживают внимания в прогностическом отношении такие связи, вероятность случайного появления которых имеет пределом 1%. Этому условию удовлетворяет большинство помещенных в табл. 3 связей.

Данный анализ не является окончательным. Следовало бы еще оценить число всех возможных сочетаний форм циркуляции по Вангенгейму, подобных взятым нами в качестве прогностических. Это позволило бы более определенно судить о возможности случайного появления каждой связи. Кроме того, важно определить, какая степень произвольности вносится при проведении демаркационной линии

(ввести в расчет число степеней свободы). Если делить графики на квадраты строго определенным, единообразным способом, то из каждого графика получаем только одну комбинацию. Линии же, подобные демаркационным, можно провести весьма многими способами, что эквивалентно умножению числа графиков, а следовательно повышению вероятности чисто случайного появления «прогностических связей». Эти более сложные вопросы автором пока не рассматривались.

Кроме степени статистической надежности каждого прогностического графика, основной его характеристикой является соотношение числа аномалий различных знаков в каждом поле. Эти две статистические характеристики — реальность самого факта связи и ее количественное выражение — хотя и сопряжены между собой, но полного соответствия друг с другом не имеют. Преобладание аномалий одного знака в соответствующем поле графика показано в последних графах табл. 3. В отдельных случаях одно из полей графика не может быть использовано для прогноза, так как обеспеченность знака аномалий недостаточно велика (менее 60%). Это является отражением нелинейности корреляционных связей, вследствие чего в указанных случаях можно использовать лишь части корреляционных таблиц для ограниченной области значений аргументов. Однако случаев такой нелинейности мало.

В среднем для всех графиков обеспеченность одного знака аномалий в соответствующем поле графика составляет 75%. Если же взять для каждого месяца по одному из наилучших графиков, то эта обеспеченность поднимется до 80%.

Данные цифры получены при учете только экстремальных аномалий — типы 1 и 2. В начале статьи мы говорили, что при проверке оправдываемости прогнозов принимался допуск: к типу 1 присоединялись случаи с положительными аномалиями на большинстве станций, а к типу 2 — случаи с отрицательными аномалиями. Использование введенных автором промежуточных типов распределения аномалий (3—6) для отыскания прогностических связей эффекта не дало и было пока оставлено.

Если подсчитаем обеспеченность аномалий данного знака в каждом поле с указанными допусками, то получим обеспеченность меньшую, чем в случае учета только «чистых» типов 1 и 2 (около 68%).

Очевидно, что на практике успешность прогнозов по описанным графикам не может превышать этой обеспеченности.

Если методика совершенно правильна, то в среднем оправдываемость прогнозов знаков аномалий должна равняться их обеспеченности в полях графиков. Если методика совершенно не имеет правильных основ, то оправдываемость прогнозов сведется к 50% — оправдываемости случайных прогнозов.

В настоящее время имеется материал по 14 опытным прогнозам фона аномалий. Прогнозы относились к разным месяцам в период с июня 1957 г. по декабрь 1960 г. Прогнозы не давались ежемесячно прежде всего по той причине, что составление всех прогностических графиков было закончено только к январю 1961 г. Кроме того, могли отсутствовать исходные данные по типам циркуляции или же находились другие технические препятствия для составления прогнозов. С другой стороны, иногда прогноз не давался вследствие того, что не было достаточно четких прогностических указаний. Такие случаи отдельно не учитывались. По указанным причинам прогнозы нередко запаздывали и составлялись иногда после начала прогнозируемого месяца.

Статистическая проверка по критерию Стьюдента зависимости фона температур на ЕТС от типов циркуляции по Вангенгейму (вероятность случайного осуществления зависимости, показанных на графиках)

| Месяцы<br>и №<br>графиков | Вероятность, % |      |      |     | Число точек с (+) и (—) аномалиями |      |           |   | Преобразование точек одного<br>знака, ‰ |    |              |              |                                              |                                                           |        |              |
|---------------------------|----------------|------|------|-----|------------------------------------|------|-----------|---|-----------------------------------------|----|--------------|--------------|----------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|--------|--------------|
|                           | квадраты       |      |      |     | области                            |      | область 1 |   | область 2                               |    | общее число  |              | к числу всех<br>точек в<br>данной<br>области | к числу то-<br>чек данного<br>знака в обе-<br>их областях | срeмее |              |
|                           | 1              | 2    | 3    | 4   | 1                                  | 2    | +         | — | +                                       | —  | обл.1<br>(+) | обл.2<br>(—) |                                              |                                                           |        |              |
|                           |                |      |      |     |                                    |      |           |   |                                         |    |              |              |                                              |                                                           |        | обл.1<br>(+) |
| Январь                    |                |      |      |     |                                    |      |           |   |                                         |    |              |              |                                              |                                                           |        |              |
| 1                         | <0,1           | >10  | >10  | 1   | <0,1                               | <0,1 | 16        | 5 | 4                                       | 14 | 20           | 19           | 80                                           | 74                                                        | 76     | 78           |
| 2                         | 1              | >10  | >10  | 2,5 | <0,1                               | <0,1 | 17        | 6 | 3                                       | 13 | 20           | 19           | 85                                           | 68                                                        | 74     | 81           |
| 3                         | 0,1            | нет  | >10  | 2,5 | <0,1                               | 0,1  | 17        | 7 | 3                                       | 12 | 20           | 19           | 85                                           | 63                                                        | 71     | 80           |
| 4                         | >10            | <0,1 | 5    | >10 | <0,1                               | 2,5  | 16        | 7 | 4                                       | 12 | 20           | 19           | 80                                           | 63                                                        | 70     | 75           |
| Февраль                   |                |      |      |     |                                    |      |           |   |                                         |    |              |              |                                              |                                                           |        |              |
| 1                         | 10             | 0,3  | >10  | >10 | <0,1                               | <0,1 | 17        | 7 | 4                                       | 12 | 21           | 19           | 85                                           | 63                                                        | 71     | 75           |
| 2                         | >10            | >10  | 1    | >10 | 1                                  | 0,5  | 15        | 6 | 6                                       | 13 | 21           | 19           | 71                                           | 68                                                        | 71     | 68           |
| Март                      |                |      |      |     |                                    |      |           |   |                                         |    |              |              |                                              |                                                           |        |              |
| 1                         | >10            | >10  | >10  | 10  | <0,1                               | 0,5  | 10        | 5 | 3                                       | 13 | 13           | 18           | 77                                           | 72                                                        | 67     | 81           |
| 2                         | >10            | >10  | >10  | нет | <0,1                               | 1    | 10        | 3 | 3                                       | 15 | 13           | 18           | 77                                           | 83                                                        | 77     | 83           |
| 3                         | 2,5            | >10  | >10  | >10 | 2                                  | 2,5  | 10        | 6 | 3                                       | 19 | 13           | 18           | 77                                           | 67                                                        | 62     | 80           |
| 4                         | >10            | >10  | 2,5  | >10 | 5                                  | 2    | 8         | 3 | 5                                       | 15 | 13           | 18           | 62                                           | 83                                                        | 73     | 75           |
| Апрель                    |                |      |      |     |                                    |      |           |   |                                         |    |              |              |                                              |                                                           |        |              |
| 1                         | 5              | 2,5  | <0,1 | >10 | <0,1                               | <0,1 | 20        | 4 | 1                                       | 13 | 21           | 17           | 95                                           | 76                                                        | 83     | 93           |
| 2                         | 2              | 5    | 5    | 5   | <0,1                               | <0,1 | 15        | 2 | 6                                       | 15 | 21           | 17           | 71                                           | 88                                                        | 88     | 80           |
| 3                         | >10            | 0,1  | <0,1 | >10 | <0,1                               | <0,1 | 17        | 1 | 4                                       | 16 | 21           | 17           | 85                                           | 94                                                        | 94     | 87           |
| Май                       |                |      |      |     |                                    |      |           |   |                                         |    |              |              |                                              |                                                           |        |              |
| 1                         | нет            | 0,5  | 5    | >10 | <0,1                               | <0,1 | 15        | 2 | 7                                       | 19 | 22           | 21           | 68                                           | 90                                                        | 88     | 80           |
| 2                         | 10             | нет  | >10  | 0,2 | <0,1                               | <0,1 | 18        | 8 | 4                                       | 13 | 22           | 21           | 82                                           | 62                                                        | 69     | 72           |
| 3                         | >10            | 5    | >10  | нет | <0,1                               | <0,1 | 13        | 4 | 9                                       | 17 | 22           | 21           | 59                                           | 81                                                        | 76     | 70           |
| 4                         | 10             | >10  | >10  | 2,5 | 0,2                                | 1    | 16        | 7 | 6                                       | 15 | 22           | 21           | 73                                           | 67                                                        | 70     | 70           |
| 5                         | >10            | >0,1 | 5    | 10  | 1                                  | 0,3  | 16        | 6 | 6                                       | 14 | 22           | 21           | 73                                           | 71                                                        | 73     | 72           |
| 6                         | 5              | >10  | >10  | 10  | 2                                  | 0,1  | 17        | 7 | 5                                       | 14 | 22           | 21           | 77                                           | 67                                                        | 71     | 72           |

|          |     |      |      |     |      |      |      |      |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
|----------|-----|------|------|-----|------|------|------|------|----|----|----|----|----|----|-----|----|----|-----|----|
| Июнь     | 2   | >10  | >10  | нет | 5    | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 16 | 5  | 3  | 14 | 19 | 19 | 84  | 74 | 76 | 82  | 79 |
| 1        | >10 | >10  | нет  | 2   | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 16 | 6  | 3  | 13 | 19 | 19 | 84  | 68 | 73 | 81  | 77 |
| 2        | нет | <0,1 | 0,5  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 14 | 2  | 5  | 17 | 19 | 19 | 74  | 89 | 88 | 77  | 82 |
| 3        | >10 | <0,1 | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 19 | 10 | 0  | 9  | 19 | 19 | 100 | 47 | 66 | 100 | 83 |
| 4        | >10 | <0,1 | >10  | нет | нет  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 14 | 4  | 5  | 15 | 19 | 19 | 74  | 79 | 78 | 75  | 76 |
| 5        | >10 | 0,5  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 15 | 7  | 4  | 12 | 19 | 19 | 79  | 63 | 68 | 75  | 72 |
| 6        | 0,5 | >10  | >10  | >10 | >10  | 0,1  | 0,1  | 0,5  | 15 |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
| Июль     | >10 | >10  | 5    | 1   | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 1    | 15 | 5  | 2  | 10 | 17 | 15 | 88  | 67 | 75 | 83  | 79 |
| 1        | нет | >10  | 1    | >10 | >10  | 0,5  | 0,5  | 0,3  | 14 | 5  | 3  | 10 | 17 | 15 | 82  | 67 | 74 | 77  | 76 |
| 2        | нет | >10  | 2    | >10 | >10  | 0,3  | 0,3  | 2,5  | 14 | 6  | 3  | 10 | 17 | 15 | 82  | 60 | 70 | 75  | 72 |
| 3        | нет | >10  | >10  | >10 | >10  | 1    | 1    | 2,5  | 12 | 5  | 5  | 10 | 17 | 15 | 71  | 67 | 71 | 67  | 69 |
| 4        | >10 | >10  | >10  | >10 | >10  |      |      |      |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
| Август   | 5   | >10  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 18 | 2  | 10 | 13 | 28 | 15 | 64  | 87 | 90 | 57  | 74 |
| 1        | 0,5 | >10  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 22 | 3  | 6  | 12 | 28 | 15 | 79  | 80 | 88 | 67  | 78 |
| 2        | >10 | >10  | >10  | >10 | >10  | 0,3  | 0,3  | 0,3  | 20 | 4  | 8  | 11 | 28 | 15 | 71  | 73 | 83 | 58  | 70 |
| 3        | >10 | >10  | >10  | >10 | >10  |      |      |      |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
| Сентябрь | 1   | >10  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 18 | 4  | 5  | 14 | 23 | 18 | 78  | 78 | 82 | 74  | 78 |
| 1        | 5   | 2,5  | 2,5  | 2,5 | 5    | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 19 | 5  | 4  | 13 | 23 | 18 | 83  | 72 | 79 | 76  | 78 |
| 2        | >10 | <0,1 | 0,3  | 0,3 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 19 | 5  | 4  | 13 | 23 | 18 | 83  | 72 | 79 | 76  | 78 |
| 3        | >10 | >10  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 19 | 2  | 4  | 16 | 23 | 18 | 83  | 89 | 90 | 80  | 85 |
| 4        | 2   | >10  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 18 | 5  | 5  | 13 | 23 | 18 | 78  | 72 | 78 | 72  | 75 |
| 5        | 5   | >10  | >10  | >10 | >10  | 0,1  | 0,1  | 0,1  | 19 | 7  | 4  | 11 | 23 | 18 | 83  | 61 | 73 | 73  | 73 |
| 6        | >10 | 2    | >10  | >10 | >10  | 0,5  | 0,5  | 2    |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
| Октябрь  | 10  | <0,1 | <0,1 | нет | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 14 | 1  | 10 | 21 | 24 | 22 | 58  | 95 | 93 | 68  | 80 |
| 1        | 0,5 | >10  | >10  | >10 | 1    | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 22 | 11 | 2  | 11 | 24 | 22 | 92  | 50 | 67 | 85  | 76 |
| 2        | >10 | >10  | >10  | 0,5 | >10  | 0,2  | 0,2  | 0,5  | 17 | 7  | 7  | 15 | 24 | 22 | 71  | 68 | 71 | 68  | 70 |
| 3        | >10 | >10  | >10  | >10 | 1    | 1    | 1    | <0,1 | 16 | 5  | 8  | 17 | 24 | 22 | 67  | 77 | 76 | 68  | 72 |
| 4        | 1   | >10  | >10  | >10 | >10  |      |      |      |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
| Ноябрь   | >10 | >10  | >10  | >10 | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 14 | 2  | 8  | 14 | 22 | 16 | 64  | 88 | 87 | 64  | 76 |
| 1        | 2   | нет  | 1    | >10 | >10  | 1    | 1    | 0,1  | 21 | 9  | 1  | 7  | 22 | 16 | 95  | 44 | 70 | 88  | 79 |
| 2        | >10 | >10  | нет  | >10 | >10  | 2    | 2    | <0,1 | 18 | 8  | 4  | 8  | 22 | 16 | 82  | 50 | 69 | 67  | 68 |
| 3        | >10 | >10  | 5    | >10 | >10  | 2    | 2    | >10  | 13 | 4  | 9  | 11 | 22 | 15 | 59  | 73 | 76 | 55  | 66 |
| 4        | >10 | >10  | >10  | >10 | >10  |      |      |      |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |
| Декабрь  | >10 | >10  | 10   | 10  | >10  | <0,1 | <0,1 | <0,1 | 18 | 7  | 2  | 10 | 20 | 17 | 90  | 59 | 72 | 83  | 78 |
| 1        | нет | >10  | 10   | 10  | >10  | 0,1  | 0,1  | 0,5  | 15 | 5  | 5  | 12 | 20 | 17 | 75  | 71 | 75 | 71  | 73 |
| 2        | >10 | >10  | >10  | >10 | нет  | 2,5  | 2,5  | <0,1 | 16 | 5  | 4  | 12 | 20 | 17 | 80  | 71 | 76 | 75  | 76 |
| 3        | 10  | 10   | >10  | >10 | нет  |      |      |      |    |    |    |    |    |    |     |    |    |     |    |

Примечание. Областью 1 называется область (поле) графика с преобладанием (+) аномалий температуры; областью 2 — с преобладанием (—) аномалий.

Приводим сводку оправдываемости указанных фоновых прогнозов (табл. 4). Эта оправдываемость близка к указанной выше обеспеченности фона аномалий на полях графиков (68%).

Таблица 4

Оправдываемость знака фоновых прогнозов температуры для ЕТС

| № | Месяц и год | Прогноз | Оправды-<br>ваемость |                           | №  | Месяц и год   | Прогноз | Оправды-<br>ваемость |                           |
|---|-------------|---------|----------------------|---------------------------|----|---------------|---------|----------------------|---------------------------|
|   |             |         | в<br>целом           | по<br>стан-<br>циям,<br>% |    |               |         | в<br>целом           | по<br>стан-<br>циям,<br>% |
| 1 | Июнь 1957   | +       | да                   | 72                        | 9  | Апрель 1960   | +       | да                   | 75                        |
| 2 | Апрель 1958 | —       | да                   | 88                        | 10 | Май 1960      | —       | да                   | 62                        |
| 3 | Июнь 1958   | +       | нет                  | 29                        | 11 | Июнь 1960     | +       | да                   | 100                       |
| 4 | Март 1959   | +       | да                   | 76                        | 12 | Июль 1960     | —       | нет                  | 21                        |
| 5 | Апрель 1959 | +       | да                   | 67                        | 13 | Сентябрь 1960 | +       | нет                  | 19                        |
| 6 | Май 1959    | —       | нет                  | 43                        | 14 | Декабрь 1960  | +       | да                   | 100                       |
| 7 | Июнь 1959   | +       | да                   | 81                        |    |               |         |                      |                           |
| 8 | Январь 1960 | —       | нет                  | 43                        |    | Итого, %      |         | 64                   | 62                        |

Результаты показывают некоторое превышение над уровнем случайности (равным 50%). Хотя оно невелико (составляет 14% по числу оправдавшихся в целом прогнозов и 12% по числу месяце-станций с оправдавшимися знаками аномалий) и получено по ограниченному числу опытов, однако заслуживает определенного внимания при современном состоянии долгосрочных прогнозов погоды.

Положительным результатом является то, что эмпирическая проверка прогнозов дала цифру оправдываемости весьма близкую к той, которую следовало ожидать априори, судя по подсчету точек на графиках. Намечается также соответствие с обеспеченностью отдельных прогностических связей. Наилучшие прогностические связи относятся к апрелю, и для этого месяца все три опытных прогноза оказались удачными (средняя оправдываемость 77%).

Ввиду того что прогностические связи весьма часто оказываются неустойчивыми, на материале прошедших лет была проведена проверка устойчивости рассматриваемых связей в двух направлениях — в отношении зависимости их от колебаний климата и от флюктуаций солнечной активности. Эта проверка выполнена Н. Л. Спицыной. Весь ряд наблюдений был разделен на две части: 1891—1930 и 1931—1960 гг., считая, что во втором периоде более сильно должно было сказаться потепление Арктики. Затем была подсчитана обеспеченность аномалий по полям графика в том и другом периоде. Она оказалась одинаковой, поэтому можно считать, что климатические колебания автоматически учитываются при использовании типов циркуляции. Точно также не выявилось зависимости от числа солнечных пятен  $W$  в прогнозируемом месяце и его разницы с предшествующим месяцем. Разумеется, это не означает, что более детальные разработки приведут к тому же результату. С целью таких разработок было подсчитано также число «выскакивающих» точек в разные фазы (годы) солнечного цикла и получены следующие результаты:

|                                       |    |    |    |       |    |    |    |    |    |    |    |  |
|---------------------------------------|----|----|----|-------|----|----|----|----|----|----|----|--|
| Годы до и после минимума . . . . .    | —3 | —2 | —1 | Мин.  | +1 | +2 | +3 | +4 |    |    |    |  |
| Число «выскакивающих» точек . . . . . | 11 | 11 | 9  | 12    | 7  | 10 | 10 | 10 |    |    |    |  |
| Годы до и после максимума . . . . .   | —3 | —2 | —1 | Макс. | +1 | +2 | +3 | +4 | +5 | +6 | +7 |  |
| Число «выскакивающих» точек . . . . . | 8  | 8  | 10 | 11    | 14 | 2  | 12 | 11 | 8  |    | 11 |  |

В этих результатах какой-либо определенной закономерности не усматривается. Резко выделяется только число для второго года после максимума, но оно получилось, по всей вероятности, за счет случайности (тем более, что разделение по календарным годам для данной цели не вполне точно). Менее резкое понижение числа «выскакивающих» точек, т. е. улучшение прогностических связей, отмечено в первом году после минимума. В этом случае, возможно, имеется реальная причина — эффект закона Шперера. На подобную возможность обратил внимание Л. А. Вительс.

В цикле работ по прогностическим связям для отдельных месяцев, которые были выполнены в Центральном институте прогнозов, получены иные выводы — найдена зависимость тесноты связей от показателей солнечной активности [6]. Однако статистической проверки полученных соотношений не дается, вследствие чего вопрос нельзя считать окончательно решенным.

Полученные нами результаты следует считать устойчивыми — прогностические связи, хотя и имеющие весьма ограниченную эффективность, не меняются в зависимости от колебаний климата или колебаний солнечной активности.

Кроме прогнозов температуры на ЕТС составлялись также опытные прогнозы знака аномалий температуры по отдельным станциям. В качестве исходных случаев, для которых отыскивались первоначально прогностические признаки, были взяты экстремальные аномалии — 10 самых холодных и 10 самых теплых месяцев из всего многолетнего периода (с 1891 г. по последние годы). Таким образом, число исходных случаев было вдвое меньше, чем для фоновых прогнозов по ЕТС, в чем и заключается основная разница между двумя способами отыскания прогностических связей.

Приведем сводку оправдываемости прогнозов по станциям за тот же период, что и для фоновых прогнозов. По указанным выше причинам, прогнозы по станциям также не были систематичными. Однако пропуски по той и другой группе прогнозов (т. е. по ЕТС и по отдельным станциям) не совпадали, так что исходные материалы для проверки в каждой группе несколько иные.

|                                                                                    |     |
|------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Общее число прогнозов (месяце-станции) . . . . .                                   | 232 |
| Оправдываемость знака . . . . .                                                    | 58% |
| Оправдываемость знака в случае крупных фактических аномалий (58 случаев) . . . . . | 62% |

Вывод получился аналогичный предшествующему: отмечается некоторое превышение над успешностью случайных прогнозов. Отметим, что прогноз несколько точнее в случае крупных фактических аномалий. К ним относились аномалии такой величины, которая наблюдалась в 20 самых теплых и 20 самых холодных месяцах из всего 70-летнего периода. То, что оправдываемость знака при крупных аномалиях несколько повышена, является благоприятным обстоятельством для оценки метода, так как он и строился на отборе крупных аномалий и подыскании для них прогностических признаков. Такое повышение оправдываемости при крупных аномалиях далеко не всегда имеет место.

Полученная оправдываемость прогноза знака аномалий, около 60%, соответствовала бы коэффициенту корреляции между предсказанными и фактическими величинами около 0,30. Эти итоги невысоки, однако они отражают современное состояние долгосрочных прогнозов и на общем фоне заслуживают определенного внимания.

В итоге мы приходим к выводу, что статистическая проверка предложенной методики, как теоретическая так и эмпирическая, показала наличие некоторых обоснованных исходных положений методики и определенную устойчивость прогностических связей. Прогностические предположения, очевидно, следует давать в вероятностной форме, указывая вероятность фоновых аномалий того и другого знака по площади и вероятность аномалий того и другого знака по станциям, причем в последнем случае можно выделить и экстремальные аномалии.

Оперативные прогнозы на месяц и на сезон в Центральном институте прогнозов в настоящее время составляются по комплексному принципу с использованием различных методов, поскольку ни один из них пока не имеет достаточно высокой обеспеченности, чтобы исключить все другие. При этом требуется проверка методов на опыте для установления превышения их оправдываемости над уровнем случайности. В отношении прогноза знака аномалий принятые методы имеют оправдываемость в общем того же порядка, что и полученная автором. Поэтому предлагаемый способ может быть использован, по-видимому, в числе других для оперативных прогнозов. С другой стороны, целесообразно развитие предложенной методики для повышения обеспеченности полученных прогностических связей, а также для анализа их существа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вангенгейм Г. Я. Предсказание сезонных распределений метеорологических элементов. Известия АН СССР, серия геогр. и геофиз., № 3, 1941.
2. Вительс Л. А. Вспомогательный синоптический метод долгосрочного фонового прогноза. Метеорология и гидрология, № 4, 1946.
3. Воробьева Е. В. О прогнозе знака аномалий месячной температуры на юго-востоке Европейской территории СССР. Труды ГГО, вып. 87, 1959.
4. Дунин-Барковский И. В. и Смирнов Н. В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике (общая часть). Гостехиздат, М., 1955.
5. Покровская Т. В. О применении метода множественной корреляции к качественным правилам долгосрочных прогнозов погоды. Труды ГГО, вып. 87, 1959.
6. Труды Центрального Института Прогнозов, вып. 89 и 92, 1960.



## К ПОСТРОЕНИЮ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОРПУСКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ С АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ <sup>1</sup>

С учетом современных экспериментальных данных о процессах, происходящих в верхней атмосфере, дается объяснение известной связи между вторжениями корпускулярных частиц в ионосферу и усилением тропосферной циркуляции (закон акцентации барического поля). Солнечный корпускулярный поток рассматривается как фактор, способный обеспечить перераспределение больших масс воздуха в атмосфере Земли. Приводятся доказательства правомерности такого рассмотрения корпускулярного потока.

В последние годы в связи с ростом интереса метеорологов к солнечно-тропосферным связям как у нас, так и за рубежом были предложены схемы взаимодействия верхних слоев атмосферы с нижними, схемы передачи возмущений из ионосферы в тропосферу. В этих схемах солнечный корпускулярный поток рассматривался как агент, способный вызвать существенный разогрев ионосферы и изменение циркуляции. Предполагалось, что возникшая на высотах циркуляция будет распространяться вниз, скорости движения воздуха будут снижаться пропорционально увеличению плотности, но количество движения будет оставаться постоянным на всех высотах атмосферы. Небольшие плотности в ионосфере (в  $10^7$  раз меньше, чем у Земли), по мнению авторов, должны компенсироваться чрезвычайно большими скоростями движения.

На необоснованность подобных схем указывали отдельные авторы [4, 26]. В этих работах, в частности, отмечалось, что для осуществления такой схемы необходимы большие коэффициенты обмена, которых нет в стратосфере. Были произведены ориентировочные подсчеты, которые показали, что даже при чрезвычайно больших нагреваниях в ионосфере изменения давления в тропосфере будут исчезающе малы. Авторы указанных работ пришли к заключению, что нет и не может быть такого гидродинамического механизма, посредством которого поглощение потоков энергии (даже очень больших) в верхней атмосфере может производить какие-либо заметные изменения в тропосферной циркуляции.

Можно указать на трудности другого рода. Неясно, например, как могут существовать устойчивые температурные аномалии в ионосфере. Коэффициент теплопроводности быстро увеличивается с ростом температуры, с ростом температурной аномалии увеличивается и градиент, в результате поток тепла увеличивается настолько быстро, что сейчас

<sup>1</sup> Статья печатается в дискуссионном порядке.

же «рассасывает» саму аномалию [8]. По подсчетам И. С. Шкловского [7], теплопроводность вполне может обеспечить температурную однородность ионосферного газа в районе вторжения корпускулярных потоков. Если же учесть еще и неупругие соударения, роль которых повысится при повышении температуры, то станет ясно, что разогревание ионосферы корпускулярным потоком очень затруднено.

Рост температуры и падение плотности ионосферного газа в районе вторжения корпускул в отдельных случаях могут сопровождаться уменьшением числа соударений ионосферных частиц с корпускулярными частицами. Это приведет к меньшему «снятию» энергии с корпускулярных частиц как раз там, где наблюдается наиболее высокая температура, уже не говоря о том, что разогрев некоторого района в ионосфере приведет к усилению восходящих движений, к адиабатическому охлаждению воздуха в этом районе.

Небезынтересно обратиться к материалам наблюдений. Еще в 30-х годах Вегардом были начаты работы по определению температуры нижней ионосферы по интенсивности некоторых вращательных полос в спектре полярных сияний. В период вторжения корпускул температура на высотах 100—120 км была, по его данным, в среднем около 219° К. Измерения производились в Скандинавии [28].

Пользуясь тем же методом, некоторые авторы получили близкие значения температуры ионосферы в момент вторжения корпускулярного потока на канадских станциях. Правда, здесь измерялась температура в разных типах полярных сияний на разных высотах и разброс значений температуры поэтому был больше: 200—400° К; однако для нижней части ионосферы сходство температуры со скандинавскими данными очень велико [21, 27].

Температура ионосферы в момент вторжения корпускулярного потока определялась и по собственному радиоизлучению ионосферы на частотах около 2 мГц [12]. Сделан вывод, что в период возмущения температура ионосферы поднимается, но это увеличение невелико — всего на 20—30° К.

Из анализа приведенных данных видно, что в нижней ионосфере температура в момент вторжения корпускулярных потоков несущественно отличается от той, которая обычно наблюдается на этих высотах.

Чтобы получить некоторое представление о характере процессов, с которыми имеем дело, сопоставим энергетические возможности вторгающегося потока с энергетикой системы циркуляции, связывающей ионосферные и тропосферные слои. Разобьем слой атмосферы 0—105 км на 7 слоев, высота каждого слоя будет равна 15 км. Это удобно сделать потому, что плотность воздуха в выше лежащем слое при данном делении будет на порядок меньше плотности воздуха в ниже лежащем слое, а скорости движения, наоборот, в выше лежащем слое будут на порядок больше, чем в ниже лежащем (из условия, что количество движения во всех слоях постоянно). Всю эту систему циркуляции можно рассматривать как систему «колес», причем главным, ведущим, «колесом» является верхнее, которое и определяет движение этой системы. Кинетическую энергию слоя жидкости, находящейся в вихревом движении, можно определить по формуле

$$E_1 = 0,5 I \omega^2, \quad (1)$$

где  $I$  — момент инерции слоя,  $\omega^2$  — угловая скорость слоя.

Рассмотрим слабое барическое образование в нижнем 15-километро-

вом слое с радиусом 500 км и с наибольшей скоростью по периферии образования 18 км/час. Радиус образования примем постоянным для всех семи слоев.

В табл. 1 для наглядности приведем примеры вычисления<sup>1</sup> кинетической энергии по слоям.

Таблица 1

| Высота слоя, км | Средняя плотность $\rho$ г/см <sup>3</sup> | Масса $M$ г       | Момент энергии $M \frac{R^2}{2}$ | Угловая скорость $\omega^2$ | Кинетическая энергия $E_1$ эрг |
|-----------------|--------------------------------------------|-------------------|----------------------------------|-----------------------------|--------------------------------|
| 0—15            | $7 \cdot 10^{-4}$                          | $8 \cdot 10^{18}$ | $1 \cdot 10^{34}$                | $10^{-10}$                  | $1 \cdot 10^{24}$              |
| 15—30           | $8 \cdot 10^{-5}$                          | $9 \cdot 10^{17}$ | $1 \cdot 10^{33}$                | $10^{-8}$                   | $1 \cdot 10^{25}$              |
| 30—45           | $1 \cdot 10^{-5}$                          | $1 \cdot 10^{17}$ | $1 \cdot 10^{32}$                | $10^{-6}$                   | $1 \cdot 10^{26}$              |
| 45—60           | $1 \cdot 10^{-6}$                          | $1 \cdot 10^{16}$ | $1 \cdot 10^{31}$                | $10^{-4}$                   | $1 \cdot 10^{27}$              |
| 60—75           | $2 \cdot 10^{-7}$                          | $3 \cdot 10^{15}$ | $5 \cdot 10^{30}$                | $10^{-2}$                   | $5 \cdot 10^{28}$              |
| 75—90           | $2 \cdot 10^{-8}$                          | $3 \cdot 10^{14}$ | $5 \cdot 10^{29}$                | 1                           | $5 \cdot 10^{29}$              |
| 90—105          | $2 \cdot 10^{-9}$                          | $3 \cdot 10^{13}$ | $5 \cdot 10^{28}$                | $10^2$                      | $5 \cdot 10^{30}$              |

Теперь подсчитаем поток энергии в район полярных сияний, связанный с вторжением солнечных протонов. Это можно сделать, используя следующую формулу:

$$E_2 = 0,5 m N v^3. \quad (2)$$

Здесь  $m$  — масса протона,  $N$  — концентрация протонов,  $v$  — скорость движения протонов. Подставляя в формулу (2) соответствующие значения для возмущения средней мощности, получим

$$E_2 = 0,5 \cdot 1,7 \cdot 10^{-24} \cdot 10^3 \cdot 10^{24} = 8 \cdot 10^2 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Площадь, занятую возмущенной ионосферой, можно оценить в  $1,2 \cdot 10^{14}$  см<sup>2</sup>, продолжительность возмущения  $10^5$  сек. Принимая это во внимание, всю энергию, приносимую корпускулярным потоком за период одной бури, можно принять равной  $10^{22}$  эргов. Аналогичные подсчеты делались и другими авторами при несколько иных предположениях [6].

Оценка энергии, заключенной в нашей циркуляционной системе ионосфера — тропосфера, безусловно занижена: не учли потерь энергии на преодоление молекулярного и турбулентного трения. С другой стороны, приток энергии от вторгшихся корпускул безусловно завышен, так как не учтены потери на возбуждение вращательных и колебательных движений молекул, на диссоциацию и ионизацию, на возбуждение электронных оболочек и излучение. Из сказанного следует, что разрыв в энергиях должен быть больше, чем это следует из данных, полученных автором.

Из сопоставления приведенных величин можно сделать следующие выводы:

1. Энергия, вносимая в атмосферу корпускулярными потоками, ничтожна по сравнению с энергией циркуляционной системы ионосфера — тропосфера.

2. Гидродинамическая передача возмущения сверху вниз неэффективна; в тропосферу передается лишь ничтожная доля энергии возмущения, в то время как на высотах остается большая часть. По своему

<sup>1</sup> В таблице приведены округленные величины по К. Я. Кондратьеву и О. П. Филипович («Тепловой режим верхних слоев атмосферы», Гидрометеиздат, Л., 1960).

характеру этот механизм более приспособлен для рассеяния энергии, чем для концентрированной ее передачи из одного слоя в другой.

3. Даже если бы мы допустили существование идеального механизма передачи возмущения из ионосферы в тропосферу, то и тогда энергия слабого барического образования в тропосфере была бы в тысячи раз больше, чем энергия, вносимая корпускулярным потоком в ионосферу. Отсюда следует, что корпускулярный поток нужно рассматривать не как причину каких-то тропосферных возмущений, а как стимулирующий фактор, способствующий высвобождению уже имеющихся в атмосфере запасов энергии.

В настоящей работе хотелось бы указать на возможность построения такого механизма взаимосвязи верхней атмосферы с тропосферой, который, как нам кажется, имеет ряд существенных преимуществ перед гидродинамическим механизмом связи.

Из кинетической теории газов известно, что коэффициент внутреннего трения газа не зависит от плотности газа, но зависит от температуры, от скоростей движения частиц газа [3, 11]. Связано это с тем, что коэффициент внутреннего трения зависит от того, насколько велико качественное различие между соударяющимися группами частиц. Неглядя на малые плотности ионосферного газа, он не будет «прозрачной» средой для проходящего корпускулярного потока, особенно в нижней ионосфере, где расположен слой с максимальной кинематической вязкостью воздуха в атмосфере Земли. Через каждые 1—10 м высокоэнергичная корпускулярная частица будет испытывать соударение с относительно неподвижной частицей воздуха, будет отдавать ей часть своей энергии. Частицы воздуха, испытавшие соударения, начнут двигаться, в общем, в том же направлении, в котором прошла высокоэнергичная частица. При этом они также испытают соударения с другими относительно неподвижными частицами воздуха и заставят их двигаться. Ясно, что с течением времени число движущихся частиц будет расти, будет увеличиваться средняя скорость потока воздуха, появится упорядоченный перенос ионосферного воздуха в направлении, близком к движению корпускулярных частиц. Скорость ионосферного воздуха будет тем больше, чем больше будет скорость и плотность набегающего корпускулярного потока, чем дольше будет воздействовать этот поток на частицы ионосферного газа.

Концентрация частиц в корпускулярном потоке, их скорость и атомный вес изучены пока еще недостаточно. По-видимому, корпускулярные потоки состоят главным образом из протонов, имеющих скорости до 2000—3000 км/сек. [1, 25] в нижней ионосфере. Очевидно существуют некоторые механизмы, ускоряющие корпускулярные частицы при их вторжении в ионосферу, в противном случае было бы трудно объяснить появление столь высоких скоростей у частиц солнечного происхождения, прошедших через всю ионосферу. Плотность протонов в корпускулярном потоке обычно оценивается как  $10^3 \text{ см}^{-3}$ . Однако за счет «фокусировки» корпускул магнитным полем плотность частиц в корпускулярном потоке может существенно возрасти. Так, для нижней ионосферы С. Б. Пикельнером дается оценка плотности корпускул до  $10^6 \text{ см}^{-3}$ .

Представляет определенный интерес дать оценку скорости движения ионосферного газа в нижней ионосфере, которая появляется при облучении нейтрального газа корпускулярным потоком. Если энергия корпускулярного потока достаточна для наведения в ионосферном газе сверхзвуковых скоростей, то появится ряд специфических явлений, таких, как ударные волны и связанные с ними уплотнения и выхолажи-

вания газа. Оценку скорости движения нейтрального газа можно достаточно просто дать, принимая, что все соударения корпускулярных частиц с частицами воздуха упругие.

Рассмотрим единичный объем ионосферного воздуха,двигающийся с некоторой скоростью в том же направлении, что и корпускулярный поток. Поскольку скорость этого движения заведомо меньше скорости корпускул, можно считать, что в 1 сек. через этот единичный объем пройдет  $10^8$  единичных объемов корпускулярного газа. Учитывая, что длина свободного пробега корпускул в нижней ионосфере имеет порядок  $10^2$  см, можем принять, что энергия, переданная корпускулярным потоком единичному объему ионосферного воздуха в 1 сек., равна  $10^6 \frac{mNv_1^2}{2}$ . Приравнивая эту энергию к энергии единичного объема ионосферного газа, получим

$$10^6 mNv_1^2 = \rho v_2^2. \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  и  $v_2$  — плотность и скорость переносного движения ионосферного газа.

Принимая, как и раньше в (2), скорость протонов равной 1000 км/сек., концентрацию протонов —  $1000 \text{ см}^{-3}$ , массу протона —  $1,7 \cdot 10^{-24}$  г, плотность нижней ионосферы равной  $2 \cdot 10^{-10} \text{ г см}^{-3}$ , получим для  $v_2$  значение, равное 3 км/сек.

Если учесть, что «снятие» энергии ионосферным газом с корпускулярного потока в отдельных благоприятных случаях может продолжаться до 10 сек., то скорость ионосферного газа может достигать, очевидно, 5—10 км/сек.

Приведенные скорости движения ионосферного газа будут наблюдаться, естественно, только в зонах полярных сияний и только внутри потока корпускулярных частиц. У краев потока энергия поступательного движения должна переходить в тепловую энергию ионосферного воздуха.

Наведение сверхзвуковых скоростей в ионосферном газе является, по-видимому, естественным следствием вторжения в ионосферу корпускулярных частиц. Хочется особо подчеркнуть неизбежность этого процесса, коль скоро мы допускаем, что корпускулярные частицы проникают до высоты 100 км и ниже.

Наличие сверхзвуковых скоростей движения воздуха в нижней ионосфере дает возможность относительно просто объяснить перенос массы воздуха из одного района в другой. При скоростях 5—10 км/сек. масса перенесенного воздуха за период одной бури может оказаться весьма существенной, несмотря на малые плотности. Второе важное обстоятельство — это возможность сжатия воздуха и отложение его в относительно небольшом районе. Этот процесс может быть осуществим лишь при сверхзвуковых скоростях, при разрывных процессах.

Известно, что в набегающем сверхзвуковом потоке около неподвижного или медленно движущегося объекта возникает стационарная ударная волна. При определенных условиях таким объектом может быть уплотнение газа. Сверхзвуковой поток, натываясь на такое препятствие, будет создавать перед ним ударную волну, причем частицы воздуха, пройдя фронт разрыва, в дальнейшем сами смогут играть роль препятствия для новых порций набегающих частиц. В области ударной волны все параметры газа испытывают разрыв, в частности плотность и температура возрастают, скорость же поступательного движения газа резко падает за ударной волной. В редких газах возрастание плотности обычно сопровождается сильным излучением и

охлаждением, поскольку газ оказывается прозрачным к собственному излучению [2]. Высокая теплопроводность и излучение приведут к быстрому падению температуры за ударной волной и к дальнейшему уплотнению и без того уплотненной массы воздуха. Созданное за ударной волной уплотнение, не будучи в состоянии удержаться на данном уровне, будет обрушиваться вниз. На его месте должно тут же возникнуть новое уплотнение, за этим — следующее и т. д.

В описанном процессе главное — это степень уплотнения сгустка в районе ударной волны. Никаких количественных оценок здесь дать пока невозможно, поскольку неизвестны элементарные процессы возбуждения и высвечивания молекул в зоне полярных сияний, без которых невозможно выполнить расчет баланса энергии. Прямых наблю-

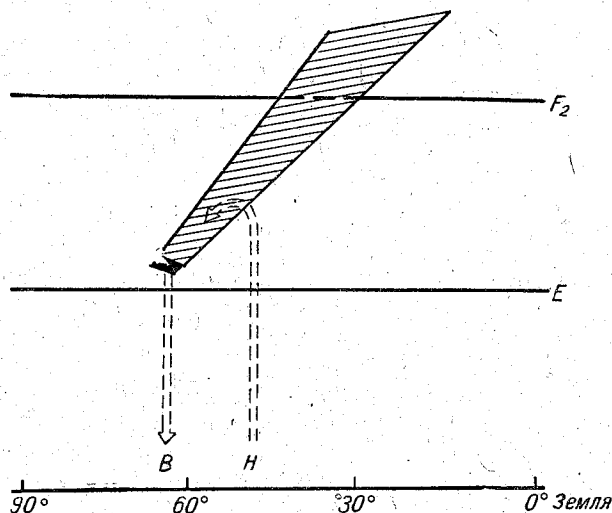


Рис. 1. Схема усиления корпускулярным потоком барических образований в тропосфере.

Масштаб по горизонтали в 30 раз меньше масштаба по вертикали.

дений за флуктуациями плотности, давления и температуры в зоне полярных сияний в период геомагнитной бури пока нет.

Неизвестна сейчас и траектория движения корпускулярных потоков в ионосфере, хотя есть ряд доказательств того, что траектории близки к штермеровским [5]. Вероятно, вектор скорости частицы имеет слагающие как по вертикали, так и по горизонтали, причем вторая слагающая, возможно, больше первой.

На рис. 1 приведена схема, на которой изображены слои ионосферы ( $F$  и  $E$ ) и поверхность Земли. Заштрихована область, где ионосферный воздух движется со сверхзвуковыми скоростями, залита черным область уплотнения воздуха за ударной волной. Эта область расположена в субарктических широтах, в зоне полярных сияний, где корпускулярный поток проникает особенно глубоко в ионосферу.

Основной путь проверки предложенной схемы в современных условиях — это путь качественных сопоставлений. О процессах, происходящих с нейтральными частицами в ионосфере вообще, и в особенности в районах, где вторгаются корпускулярные частицы, мы ничего не знаем.

Прямых методов наблюдений за скоростями движения воздуха

в ионосфере нет, для этой цели обычно используют наблюдения за движениями ионосферных неоднородностей, чаще всего за облаками повышенной ионизации. В 1959 г. Мида [19] показал, что электродинамические воздействия на ионизированные частицы в слое  $E$  ионосферы очень малы, а стало быть перемещение неоднородностей здесь определяется главным образом перемещением нейтральных частиц, т. е. ветрами ионосферы. Следует напомнить, что в нижней ионосфере приблизительно на миллион нейтральных частиц приходится одна ионизированная частица.

При просмотре работ по измерению скоростей движения воздуха в нижней ионосфере автору удалось найти множество указаний на необычайно большие скорости движения в зоне полярных сияний. Однако инструментальные измерения скорости движения делались небольшим числом исследователей. Ниже приведены результаты, заимствованные из работ различных авторов [16, 20, 10, 13]. Во всех указанных работах авторы отмечают, что наиболее сильные скорости движения наблюдаются в зоне полярных сияний в момент вторжения корпускулярных потоков. Севернее и южнее этой зоны скорости быстро падают до 100 м/сек. и меньше. Неоднократно отмечались скорости движения неоднородностей до 1 км/сек., причем скорости были тем больше, чем сильнее была геомагнитная буря. В работе [20] отмечалась скорость движения неоднородности 2,5 км/сек. В работе [10] отмечается, что скорости движения неоднородностей сравнимы со скоростями движения метеоров (10 км/сек. и более). Хагг и Хансен [13] дважды регистрировали скорости движения в зоне полярных сияний до 4 км/сек.; они отмечают, что в отдельных случаях скорости были еще большими, но по техническим причинам их измерить не удалось.

Из приведенного краткого обзора видно, что сверхзвуковые скорости наблюдаются довольно часто в нижней ионосфере. Причиной их наведения в ионосферном газе, несомненно, является корпускулярный поток, поскольку это явление связано с геомагнитной бурей и с зоной полярных сияний. Возможно сверхзвуковые скорости наводятся чаще, чем создаются те неоднородности, которые их выявляют.

Вторгающийся корпускулярный поток имеет частицы с разнообразными скоростями и, вероятно, с разнообразными массами. Отдельные группы частиц проникают в атмосферу на разную глубину и на различных высотах создают сверхзвуковые скорости. На различных высотах в ионосфере поэтому создаются и уплотнения ионосферного воздуха.

Другой факт, подтверждающий справедливость наших предположений, заключается в том, что по мере роста геомагнитной активности возрастает плотность воздуха в ионосфере на высоте 180—250 км. В последние годы появилось большое количество работ, в которых показано, что торможение спутников растет по мере роста активности Солнца, увеличения интенсивности корпускулярных потоков. Поскольку торможение спутников зависит главным образом от плотности воздуха в перигее, то и был сделан вывод, что плотность воздуха возрастает на высотах 180—250 км в момент геомагнитной бури [14, 15, 17, 18, 22]. В указанных работах показано, что ни неоднородности гравитационного поля Земли, ни разница в массе, форме и размерах спутников, ни широтная неоднородность плотности верхней атмосферы, ни разница между освещенной и затемненной сторонами Земли — ничто так не сказывается на уменьшении периода обращения спутника, как флюктуация плотности, связанная с солнечной активностью. В период мощных вспышек на Солнце, когда усилено радиоизлучение на волнах

10,7 и 20,0 см, периоды обращения спутника резко уменьшаются. В периоды «спокойного» Солнца торможение спутника минимально. Интенсивное торможение начинается через день после вспышки на Солнце. Этот факт указывает на то, что именно корпускулярный поток является причиной увеличения плотности в ионосфере. Именно корпускулярному потоку необходимо несколько десятков часов на преодоление расстояния от Солнца до Земли. Торможение спутников усиливается через каждые 27 дней и это еще раз указывает на зависимость плотности ионосферного воздуха от солнечной активности. Возможно, еще большие неоднородности плотности корпускулярный поток создает на высотах 100—150 км, поскольку именно здесь он расходует главную часть своей энергии. Ракетные подъемы не дают необходимых данных с этих высот ввиду своей малочисленности, орбиты же спутников не спускаются на эти высоты.

В нижней ионосфере в зоне полярных сияний действительно существуют сильные переносы массы воздуха в период магнитной бури. Рядом исследователей было показано, что возникновение ночных спорадических слоев на высотах 100—130 км нельзя объяснить иначе, как вертикальным переносом ионов в этот слой [23, 24]. Не будем останавливаться на этом специальном вопросе, но любопытно отметить, что повышение ионной плотности в зоне полярных сияний в период магнитной бури сопровождается в то же время падением ионной плотности в слое  $F_2$  на более южных ионосферных станциях, расположенных поблизости от зоны полярных сияний. Рост геомагнитной активности объединяет два, казалось бы, противоположных процесса: рост ионной плотности в слое  $E$  ионосферы в зоне полярных сияний и падение ионной плотности в слое  $F_2$  ионосферы в соседнем районе. Если обратимся к рис. 1, то увидим, что это две стороны одного и того же процесса. В то время как ионы выносятся из слоя  $F_2$ , они откладываются в слое  $E$  в зоне полярных сияний.

Как видим, предложенная схема (рис. 1) хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Элементарный подсчет показывает, что приток массы воздуха в область сверхзвуковых скоростей через несколько минут после начала бури становится неэффективен сверху и с боков. Чтобы обеспечить работу указанной схемы в течение нескольких часов, мы должны допустить, что главный приток массы в область сверхзвуковых скоростей осуществляется снизу. Однако приток воздуха через нижнюю стенку может быть продолжителен лишь в том случае, если ниже лежащая колонна воздуха обладает значительными запасами энергии для того, чтобы совершать работу расширения. Отсюда видно, что для успешной работы предложенного механизма в течение нескольких часов наличие корпускулярного потока необходимое, но недостаточное условие. Вторым условием является наличие запасов энергии в колонне стратосферно-тропосферного воздуха, энергии, способной осуществить работу по подъему масс воздуха в поле земного тяготения. Только «вычерпывая» массу воздуха из одного района, корпускулярный поток способен создавать избыток массы в другом. Естественно, что районами, откуда «вычерпывается» воздух будут районы с высокой температурой воздуха в стратосфере и тропосфере и районы с высоким влагосодержанием воздуха в тропосфере. Такие районы будут располагаться зимой и в переходные сезоны преимущественно над океанами.

В случае, если поступление масс воздуха снизу недостаточно, будет мал отбор энергии у корпускулярных частиц и корпускулярные частицы будут все глубже и глубже проникать в атмосферу. Процесс



углубления корпускул будет продолжаться до тех пор, пока не начнет работать механизм подачи воздуха в район, заштрихованный на рис. 1. Причем подаваться должно такое количество частиц воздуха, которое способно гасить энергию корпускул и препятствовать дальнейшему их углублению в атмосферу. Если частиц будет подаваться мало, корпускулярный поток опять начнет углубляться в атмосферу, если частиц воздуха будет слишком много — уровень проникновения корпускул в атмосферу повысится. Чем энергичнее и плотнее корпускулярный поток, тем больший перенос масс воздуха он должен осуществить, чтобы «погасить» свою энергию.

Возвращение масс воздуха из ионосферы не может происходить в виде непрерывного потока, направленного сверху вниз. Дело тут не только в трудностях передачи количества движения сверху вниз, о которых говорилось в начале статьи, но и в том, что корпускулярные потоки — это скорее вторжение клочков солнечной материи с быстро меняющимися физическими характеристиками, чем непрерывный поток. От такого «играющего» в зоне полярных сияний агента трудно ждать каких-либо упорядоченных гидродинамических эффектов. Более правдомерным кажется механизм обрушивания сверху вниз тех беспорядочно разбросанных в зоне полярных сияний уплотнений, сгустков воздуха, которые создаются здесь корпускулярным потоком. Известно, что ударные волны, сопровождающиеся излучением, могут сжимать газ в 5—10 раз, почти не нагревая его при этом [2]. Диффузия частиц из таких сгустков, имеющих десятки километров в диаметре, будет невелика и некоторый промежуток времени сгусток может существовать как единое целое. «Выпадение» серии таких сгустков из ионосферы и накопление их над некоторым инверсионным слоем приведет к радиационному выхолаживанию этого района (следствие повышенной плотности частиц), к новому уплотнению газа и к новому перевертыванию масс воздуха. Такой скачкообразный механизм движения сгустков воздуха сверху вниз будет особенно эффективен в районах холодных тропосферных масс и холодных подстилающих поверхностей, где радиационные потоки тепла снизу малы и не препятствуют выхолаживанию серии сгустков. Над такими районами мощные уплотнения масс воздуха, не успев рассеяться в стратосфере, могут, по-видимому, проникать до тропопаузы и далее в тропосферу. В этой связи невозможно пройти мимо работы Франка Бодурты [9], который показал, что антициклоны над западной частью Северной Америки, возникают обычно именно над тем районом, где за день-два перед этим были особенно низкие температуры у Земли и на высотах 750, 700 и 500 мб. Возникновение высокого теплого антициклона сопровождается сильными нисходящими движениями воздуха из стратосферы как раз над районами, где до этого было особенно холодно. Эти антициклоны имеют тенденцию возникать после хромосферных вспышек на Солнце. Аналогичное влияние холодной подстилающей поверхности на появление высоких теплых антициклонов отмечал Рех, исследовавший антициклонез над Западной Европой. На большую роль радиационного выхолаживания нижней стратосферы в образовании высоких теплых антициклонов указывал Векслер. Наконец, обращено внимание и на то, что над льдами Гренландии высокие антициклоны имеют тенденцию возникать чаще, чем над соседними районами Атлантического океана.

По-видимому, идея обрушивания плотных сгустков воздуха из ионосферы не является неприемлемой. Известно, например, что слой атмосферы 85—130 км является слоем необычайно большой турбулентности, в то же время температура в этом слое растет при подъеме более

чем на  $1^\circ$  на 1 км. Температуры на высоте 80—90 км — самые низкие температуры земной атмосферы, однако слой, расположенный над ними, один из самых турбулизированных слоев атмосферы. Аналогичный эффект еще в 40-х годах наблюдали Кошмидер и Юнг, поднимая аксельметры в нижнюю стратосферу. Они обнаружили максимум турбулентности как раз над слоем тропопаузы. Ниже тропопаузы турбулентность уменьшалась. Эти результаты можно объяснить, если допустить существование «падающих» сверху уплотнений воздуха. Подходя к слою с резким возрастанием плотности, такие падающие образования должны деформироваться, растекаться и турбулизировать слой, расположенные над инверсией. Аналогичную картину в миниатюре можно увидеть при прохождении холодных фронтов зимой в Сибири и Казахстане. По движению снежинок можно видеть, как небольшие порции холодного воздуха размерами в несколько метров падают, разбиваясь о поверхность Земли, создавая вихри небольших размеров. При отсутствии сильных ветров видно, что в такие периоды турбулизирован самый нижний слой атмосферы, прилегающий к Земле, в то время как выше лежащие слои остаются относительно спокойными.

В зоне полярных сияний, как показывают радарные наблюдения, действительно наблюдаются дискретные образования с очень большой ионной плотностью, которые, внезапно появляясь, также внезапно исчезают, просуществовав несколько секунд. Известно, что там же наблюдаются вихри с радиусом 100—200 км. Появление такого вихря приводит к перестройке полярного сияния в форме «драпри» в форму «короны». Горизонтальная слагающая вектора возмущенного магнитного поля в зоне полярных сияний совершает вращательные движения, указывая на наличие в этом районе вихреобразно движущегося газа. Обнаружены вихреобразные движения у серебристых облаков, связанных каким-то образом с зоной полярных сияний. Особенно интересно, что вихревые движения наблюдаются только вблизи зоны полярных сияний и только в периоды вторжения корпускулярных потоков. Все эти факты, рассмотрение которых не входит в нашу задачу, показывают, что предлагаемая схема, по-видимому, достаточно близка к имеющему место в действительности механизму, посредством которого корпускулярные потоки воздействуют на тропосферную циркуляцию. Предлагаемая схема уже сейчас может явиться удовлетворительной рабочей гипотезой для солнечно-тропосферных исследований, хотя она и весьма далека от того, что можно назвать экспериментально обоснованной теорией. Необходимы большие экспериментальные исследования скоростей движения нейтрального газа в ионосфере, флуктуаций плотности в стратосфере, механизмов рассеяния энергии корпускулярных потоков в ионосфере для того, чтобы проверить схему.

Предлагаемая схема не требует от корпускулярного потока необычайно больших энергий. Солнечный корпускулярный поток играет в этой схеме лишь роль спускового механизма, роль стимулятора процессов. Его задача сводится к перемещению масс нейтрального воздуха из одного района в другой, причем перемещение это происходит по нисходящей траектории. Наиболее сложная в энергетическом отношении часть схемы — подъем масс воздуха в ионосферу — осуществляется за счет энергии атмосферного воздуха.

Данная схема позволяет объяснить углубление циклонов и одновременный рост давления в антициклонах после геомагнитной бури. Этот установленный многими исследователями факт, получивший название закона акцептации барических полей, особенно хорошо согла-

суется с предлагаемой схемой. В схемах, предлагавшихся ранее, обычно давалось объяснение усиления циркуляции лишь одной группы барических образований: циклонов или антициклонов.

В заключение необходимо сделать следующие замечания.

В газовой оболочке Земли, и особенно в ее верхних частях, всякие однажды созданные уплотнения газа должны явиться центрами радиационного охлаждения воздуха. За счет большого числа соударений между молекулами эти уплотнения должны больше излучать и сильнее уплотняться, чем окружающие слои воздуха. Из этого следует, что всякое уплотнение должно поддерживать само себя, усиливать себя.

Представляет определенный интерес сравнить действие этого механизма усиления неоднородности с обратным процессом, связанным с молекулярной и турбулентной диффузией.

Не следует думать, что усиление циркуляции будет происходить как раз под районом вторжения корпускул в ионосферу. Как циклон, так и антициклон будут развиваться там, где условия для их развития будут более благоприятны. Говоря проще, вертикальные токи (рис. 1) в действительности далеко не вертикальны, в противном случае наблюдатели ионосферных станций давно обнаружили бы связь изменений критических частот слоев ионосферы с изменением погоды. Локализация ионосферных процессов в соответствии со строением магнитного поля Земли, а тропосферных процессов — в соответствии с распределением тропосферных воздушных масс — вот, по-видимому, основная причина неустойчивости ионосферно-тропосферных связей, основное препятствие на пути решения проблемы Солнце — тропосфера.

Учитывая, что перенос массы воздуха со сверхзвуковыми скоростями в зоне полярных сияний может продолжаться десятки минут, что толщина слоя воздуха, участвующего в этом движении, может измеряться десятками километров, легко подсчитать, что количество перенесенного воздуха за период одной магнитной бури будет составлять сотни миллионов тонн. Кстати, таков же порядок «дефицита» массы воздуха в тропосфере в области циклона по отношению к невозмущенному барическому полю, таков же порядок и «избытка» массы воздуха в антициклоне.

В последнее время поступают сведения о том, что корпускулярные потоки проникают в стратосферу до высоты 70 км и ниже. Пока, возможно, преждевременно опираться на эти единичные сообщения, но следует отметить, что они мало помогают в улучшении гидродинамического механизма связи верхних слоев атмосферы с нижними. Для предложенной схемы, наоборот, снижение уровня проникновения корпускул даже на 5 км ощутимо улучшает конечный результат — перераспределение массы воздуха.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность работникам отдела геофизики ААНИИ, от которых он получал ценные советы и замечания в процессе выполнения этой работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Багряцкий Б. А. Водородная эмиссия в спектрах полярных сияний. Успехи физ. наук, т. 55, № 4, 1958.
2. Баум Ф. А., Каплан С. А., Станюкович К. П. Введение в космическую газодинамику. М., 1958.
3. Герцфельд К. Ф. Кинетическая теория материи. М., 1935.
4. Дмитриев А. А. Некоторые гипотезы о связи солнечной активности с атмосферной циркуляцией. Солнечные данные, № 1, 1957.
5. Никольский А. П. Солнечные протоны как причина утренних и ночных магнитных возмущений в высоких широтах. ДАН СССР, т. 127, № 1, 1959.

6. Рубашев Б. М. О нагревании верхних слоев атмосферы Земли во время магнитных бурь. Изв. ГАО, № 159, 1958.
7. Шкловский И. С. О природе свечения полярных сияний. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., т. 8, 1952.
8. Bates D. R. The Temperature of the Upper Atmosphere. Proc. Phys. Soc., B. 64, N 381, 1951.
9. Bodurtha F. T. An investigation of anticyclogenesis in Alaska. J. Meteor., vol. 9, N 2, 1952.
10. Bullough K. and Kaiser T. R. Radio reflection from aurorae-II. J. Atm. Terr. Phys. 6, N 5, 1955.
11. Chapman S., Cowling T. G. The mathematical theory of non-uniform gases. Cambridge, 1939.
12. Dowden R. L. Ionospheric thermal radiation at radiofrequencies in the auroral zone. J. Atm. Terr. Phys., vol. 18, N 1, 1960.
13. Hagg E. L. and Hansen G. H. Motion of clouds of abnormal ionization in the auroral and polar regions. Canad. J. Phys., vol. 32, N 12, 1954.
14. Jacchia L. G. Two Atmospheric Effects in the Orbital Acceleration of Artificial Satellites. Nature, 183, N 4660, 1959.
15. Jacchia L. G. Corpuscular Radiation and the Acceleration of Artificial Satellites. Nature, 183, N 4676, 1959.
16. Kim I. S. and Currie B. W. Horizontal movements of Aurora. Canad. J. Phys., vol. 36, N 2, 1958.
17. King-Hele D. G., Walker D. M. C. An Irregularity in the Atmospheric Drag Effects on Sputnik 2 and 3. Nature, 182, N 4639, 1958.
18. King-Hele D. G., Walker D. M. C. Irregularities in the Density of the Upper Atmosphere: Results from Satellites. Nature, 183, N 4660, 1959.
19. Meada H. Horizontal winds and ionization drifts in the ionosphere. Rept. Ionosph. Space Res. Japan, XIII, N 1, 1959.
20. McEwen D. I. and Montalbetti R. Panallactic measurements on aurorae over Churchill, Canada. Canad. J. Phys., vol. 36, N 12, 1958.
21. Montalbetti R. Rotational temperatures measured in auroral at chcrchille, Manitoba. Canad. J. Phys., vol. 35, N 8, 1957.
22. Nonweiler T. Effect of Solar Flares on Earth Satellite 1957 B. Nature, 182, N 4633, 1958.
23. Obayashi T. Anomalous changes in the ionosphere related to a severe magnetic storm Oct. 28, 1951. J. Rad. Res. Laborat., vol. 5, N 21, 1958.
24. Peiffer H. R. and Mitra A. P. The effect of vertical ion transport on the nighttime E region. J. Atm. Terr. Phys., vol. 6, N 6, 1955.
25. Rothwell P. and Mejlwain C. Satellite observations of solar cosmic rays. Nature, 184, N 4681, 1959.
26. Spar G. Meteorological models for the study of atmospheric responses to anomalous solar emissions. Techn. Rept. Just. Solar-Terrest. Res., N 5, 1958.
27. Vallance Jones and Harrison A. W. Rotational temperatures of the auroral  $N_2^+$  band. J. Atm. Terr. Phys., vol. 6, N 6, 1955.
28. Vegard L. Composition variations and excitation of the auroral luminescence spectra. Geophysiske Publikasjoner, 19, N 9, 1956.

## О НЕКОТОРЫХ ОБЩИХ ЧЕРТАХ ДВИЖЕНИЯ ВОЗДУХА В ТРОПОСФЕРЕ И НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ<sup>1</sup>

В статье рассматриваются особенности движения в ионосфере очагов повышенного излучения зеленой линии (5577 Å) и тропосферных антициклонов. Найдено много общего в движениях этих образований, отмечена их тенденция двигаться по меридиану к субтропическим широтам в периоды геомагнитных бурь.

Из синоптической практики известно, что антициклоны движутся преимущественно от полюсов к экватору, в то время как циклоны, наоборот, — от экватора к полюсам. С. П. Хромов так пишет по этому поводу: «Самый процесс проникновения антициклонов из средних широт в субтропики и тропики с соответствующим их усилением неразрывно связан с противоположным процессом образования глубоких центральных циклонов в высоких широтах, в зоне климатических депрессий» [5].

Известно, что в определенные периоды в тропосфере усиливаются меридиональные движения: возрастает интенсивность затоков на юг холодного воздуха в тылу циклонических серий, смещаются на юг «капли холода» — барические образования с циклоническим изгибом изогипс на высотах и с антициклональным — у Земли, наблюдаются высокие теплые антициклоны [1].

Движения неоднородностей по меридиану, как правило, наблюдаются севернее 30-х широт в северном полушарии и не захватывают экваториальных широт.

Аналогичные явления наблюдаются и в верхней ионосфере: в отдельных случаях сходство в характере движений в верхней и нижней атмосфере проявляется настолько явно, что легко может быть замечено.

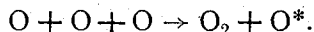
В настоящей работе автор не пытался исчерпывающе объяснить наблюдаемые явления.

Задача состояла главным образом в том, чтобы отметить некоторые из этих аналогий, имея в виду, что дальнейшее изучение этого вопроса может дать много полезного для синоптической метеорологии.

Для этой цели особенно удобно использовать результаты наблюдений за движениями очагов повышенного излучения зеленой линии с длиной волны 5577 Å. Излучение зеленой линии наблюдается ежедневно, но в периоды геомагнитных бурь появляются очаги особенно большой интенсивности излучения, которые обнаруживают тенденцию к перемещению [11, 21, 22].

<sup>1</sup> Статья печатается в дискуссионном порядке.

Как показывают ракетные наблюдения [9, 28], области высвечивания зеленой линии имеют ярко выраженный максимум на высоте 90 км. Интенсивность излучения резко уменьшается как при увеличении высоты, так и при ее уменьшении. Слой воздуха, из которого высвечивается зеленая линия, имеет высоту 10—20 км, однако по горизонтали этот район занимает пространство 1000—2000 км. Линия 5577 излучается атомарным кислородом при тройном соударении.



Здесь  $\text{O}^*$  — возбужденный атом кислорода, который и излучает квант с указанной длиной волны. Выше 110 км такая реакция происходит очень редко ввиду малой плотности частиц воздуха и малой вероятности тройного соударения. Ниже 70 км такая реакция не происходит вследствие малых концентраций атомарного кислорода относительно молекулярного кислорода и азота. Высота 90 км имеет оптимальные условия для трой-

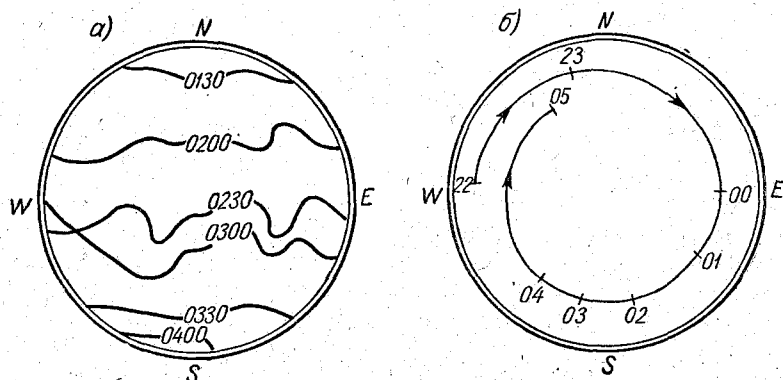


Рис. 1.

а — Движение изофоты через поле обзора станции (Калифорния, 31/X 1956 г.).  
б — вращение точки с максимумом интенсивности свечения зеленой линии в ту же ночь.

ного соударения атомов кислорода, и если здесь возрастает плотность частиц, то сейчас же усиливается излучение зеленой линии. В районах интенсивного излучения зеленой линии, как показывают ракетные данные [6, 28], наблюдается пониженная температура воздуха; в отдельных случаях отмечается температура всего  $135^\circ\text{K}$ . Указанные данные говорят о том, что очаги повышенного излучения зеленой линии — это районы уплотнений воздуха, расположенного над слоем низких температур, и резкого возрастания плотности у высоты 85 км. Излучающий уплотненный слой как бы распластан над слоем низких температур в верхней атмосфере, подобно тому как холодный воздух в приземном антициклоне распластан над поверхностью Земли.

Исследование движений областей с повышенной интенсивностью линии  $5577\text{ \AA}$  показало, что эти области, возникая в районах полярных сияний, движутся затем, имея отчетливую слагающую скорости, направленную с севера на юг [23, 24, 27]. При этом иногда заметно вращение всего образования по часовой стрелке.

На рис. 1 приведены для примера данные, заимствованные из работы [23]. На рис. 1 а приведено движение изофоты через поле обзора станции, на рис. 1 б — положение некоторой фиксированной точки в течение ночи в районе излучения зеленой линии. Авторы указанной работы отмечают, что сходство в поведении очагов излучения зеленой линии с поведением барических образований в тропосфере очень велико.

Сходство это становится действительно разительным, если к сказанному добавить, что очаги повышенного излучения зеленой линии не проникают в экваториальные широты, а задерживаются в субтропических широтах. Над экватором наблюдается минимум интенсивности излучения линии 5577 Å, над субтропиками — максимум, над умеренными широтами — снова минимум [10, 21, 22].

Здесь рассмотрено лишь движение очагов интенсивного излучения зеленой линии — наиболее простое и хорошо исследованное явление. Очаги интенсивного излучения зеленой линии, или, что то же самое, уплотнения воздуха на высоте 90 км возникают в зоне полярных сияний при вторжении туда корпускулярных потоков. По мере роста геомагнитной активности появляются все более мощные уплотнения, которые затем сползают в субтропики, увеличивается интенсивность излучения зеленой линии [22, 24].

Следует отметить, что с ростом геомагнитной активности в ионосфере вообще усиливаются меридиональные движения [13] — факт чрезвычайно симптоматичный. Перемещаются на юг в северном полушарии полярные сияния, области федингов, спорадические слои, области дифракции звездного радиоизлучения, очаги инфракрасного излучения и т. д.

В последние годы была найдена связь между усилением меридионального обмена в тропосфере и усилением солнечной активности (А. А. Гирс) и связь последней с возникновением высоких теплых антициклонов в тропосфере (Шелл, Бодурта, Эйгенсон и др.). Еще в начале XX в. связь между волнами холода, прокатывающимися через континент Северной Америки, и солнечной активностью обнаружил Клайтон. Впоследствии была найдена связь между солнечной активностью и усилением субарктических приземных антициклонов с последующим движением их к югу (Предтеченский, Рубацев, Вительс и др.). Л. А. Вительсом было показано, в частности, что ритмика в повторении вторжения приземных антициклонов по ультраполярным осям, положенная в основу долгосрочного прогнозирования, сама является отражением ритмики солнечной активности [2].

Процесс создания очагов интенсивного излучения зеленой линии в субарктических широтах с последующим их движением в субтропики даже в деталях напоминает процесс усиления субарктического приземного антициклона с последующим его движением на юг. Оба эти процесса связаны с уплотнениями воздуха, созданными в атмосфере Земли корпускулярными потоками, и именно поэтому эти два явления связаны в какой-то мере с возмущениями геомагнитного поля Земли.

Мы можем фиксировать создание корпускулярным потоком уплотнения лишь постольку, поскольку они как-то проявляют себя. Неоднородности в плотности воздуха на высотах 20—80 км можно наблюдать, по-видимому, только прямыми методами. Прямых наблюдений за флуктуацией плотности в стратосфере пока сделано еще очень мало.

Накопление масс воздуха в субтропических широтах должно приводить к подъему изобарических поверхностей в этих районах на всех высотах. Поскольку геострофическое приближение выполняется по крайней мере до высоты 150 км, можно предполагать, что на разных высотах атмосферы над экватором должны преобладать восточные потоки воздуха, в умеренных широтах — западные. Субтропические широты должны, независимо от высоты, играть роль демаркационной полосы.

В нижней стратосфере и тропосфере, как известно из данных радиозондирования атмосферы, над экватором наблюдаются главным образом восточные потоки, а над умеренными широтами западные. В течение

всего года в стратосфере (по крайней мере до высоты 60 км) над экватором наблюдаются сильные восточные ветры [17]. В умеренных широтах в начале лета в стратосфере отмечаются восточные ветры. Связано это с сильным прогревом стратосферного воздуха за счет поглощения озоном в этот период солнечных ультрафиолетовых лучей. Большую часть года в стратосфере в умеренных широтах наблюдаются западные потоки.

В этой связи интересно обратиться к явлениям, наблюдаемым в ионосфере, и посмотреть не являются ли субтропические широты и там своеобразной демаркационной полосой, разделяющей области с противоположным направлением переноса воздуха.

Рассмотрим вариации магнитного поля в геомагнито-спокойный день.

Известно, что и в такие дни магнитная стрелка испытывает слабые периодические колебания, связанные с циркуляцией воздуха в нижней ионосфере на высотах 100—130 км.

Перенос воздуха, связанный с метеорологическими факторами, стимулирует перенос положительных ионов. Разница в скоростях электронов и ионов приводит к появлению тока и соответствующего магнитного поля. Главной особенностью магнито-спокойного дня является наличие в обоих полушариях двух циркуляционных систем с центрами (фокусами), расположенными на широте около  $30^\circ$  [8]. Из этого следует, что субтропические широты и на высоте  $E$  слоя ионосферы являются разделом между районами с диаметрально противоположными направлениями переноса. Если предположить, что магнитные поля создаются переносом положительных ионов, перемещающихся вместе с потоком нейтральных частиц, а для этого есть достаточно оснований [15, 20], то получим в экваториальных районах поток частиц с востока на запад, в умеренных широтах — поток с запада на восток.

Аналогичные результаты следуют из работы [16], в которой изучалась экваториальная электротоковая струя. Интересно отметить, что в равноденствие струя расположена как раз на географическом экваторе, в декабре она сдвинута в южное полушарие, летом — в северное. Этот факт хорошо отражает связь потока ионов с метеорологическими условиями; геомагнитное поле Земли, как известно, не испытывает каких-либо регулярных изменений при переходе от одного сезона к другому и не может быть причиной миграции экваториальной электротоковой струи.

В работе [19] показано, что ночью и утром в экваториальных широтах преобладает восточный перенос неоднородностей, а днем и вечером — слабый западный перенос. Подчеркивается, что направление переноса воздуха в экваториальных и в умеренных широтах находится в противофазе, когда над экватором наблюдается перенос в одну сторону, в умеренных широтах движение происходит в диаметрально противоположную сторону. В направлении движения воздуха в слое  $E$  ионосферы прослеживается 12-часовая периодичность: через каждые 6 часов направление меняется на диаметрально противоположное. Это сильно затрудняет анализ циркуляционных особенностей, однако, если анализировать скорости движения, то окажется, что в умеренных широтах особенно сильны западные, а в экваториальных — восточные ветры.

Чрезвычайно любопытные выводы сделаны в работе Шо [25], который исследовал значения индекса  $B$  (отношение минимальной критической частоты к средней критической частоте слоя  $E$ ) в зависимости от широты. Автор показал, что в течение всего года на широтах около  $30^\circ$  величина индекса  $B$  терпит разрыв; в умеренных широтах индекс  $B$  оказывается существенно меньше, чем в экваториальных, и разброс значений его там оказывается больше. Исходя из того, что вертикальные движения контролируют ионную плотность слоя  $E$ , автор пришел к заключению, что



на широтах  $30^\circ$  и более преобладают восходящие движения и разброс значений вертикальных скоростей велик; на широтах, меньших  $30^\circ$ , преобладают нисходящие движения.

На высотах слоя  $F_2$  ионосферы (200—300 км), так же как и в слое  $E$ , наблюдается смена направлений ветров в течение суток. Однако и здесь в экваториальных широтах перенос неоднородностей с востока на запад происходит со скоростями, в 3 раза большими, чем перенос в обратном направлении [18]. Этот факт особенно интересен потому, что на этих высотах роль кулоновских и лоренцовских сил велика, а частота соударений относительно мала. Казалось бы, переносов ионов, связанных с переносом нейтрального газа, не должно быть. Видимо, на высотах 200—300 км наблюдаются большие скорости движения нейтрального газа, что и обеспечивает характерный восточный перенос неоднородностей над экватором.

Из общих курсов физики ионосферы известно, что в слое  $F_2$  на широтах  $20^\circ$  наблюдается максимум ионной плотности, в то время как над экватором — вторичный минимум. Правда, минимум лучше прослеживается над магнитным экватором, чем над географическим, что неудивительно, поскольку речь идет об ионной плотности. Однако вопрос о происхождении этих максимумов, разделенных вторичным минимумом, до сих пор не решен и, по-видимому, не может быть решен исходя из особенностей строения магнитных и электрических полей ионосферы. В литературе неоднократно указывалось на необходимость привлечения некоторых дополнительных движений для объяснения столь характерного распределения ионной плотности. То, что эти дрейфы связаны каким-то образом с осью вращения Земли, с географическими широтами, видно хотя бы из работы Шибата [26]. В этой работе автор показал, что наиболее изменчивая часть электронной плотности в слое  $F_2$  ионосферы контролируется географическими широтами, в то время как многие другие характеристики лучше связаны с напряженностью магнитного поля Земли.

Из приведенного обзора работ можно сделать следующее заключение: как в тропосфере, так и в ионосфере существуют два типа движений, связанных с плотностными неоднородностями воздуха. Первый тип движений связан с перемещением уплотнений вдоль меридиана из области субарктических широт в субтропические. Второй тип движений связан с растеканием уплотнений в субтропических широтах; он проявляется в преимущественном перемещении масс воздуха над экватором с востока на запад, в умеренных широтах — с запада на восток.

Мы не располагаем достаточными данными для того чтобы проверить, являются ли субтропические широты постоянно широтами с максимумом плотности в верхней атмосфере. Вопрос осложняется тем, что по абсолютной величине это превышение плотности не может быть большим и вероятно легко перекрывается суточными и годовыми флуктуациями плотности, которые в верхней атмосфере весьма велики.

Интересно в связи с этим отметить, что торможение спутников происходило главным образом в субтропических широтах [14]. Если и в дальнейшем этот эффект будет наблюдаться, это будет хорошим доказательством того, что максимум плотности воздуха в ионосфере расположен в субтропиках.

Появление слоя озона в стратосфере усложняет летнюю картину распределения плотности в стратосфере. Однако при отсутствии этого слоя наблюдается устойчивое падение плотности от субтропиков к полюсу приблизительно на 2% на градус широты [12]. В указанной работе измерения производились на разных широтах и в разные сезоны методом падающего шара. Показано, что на широтах  $30$ — $40^\circ$  плотность мало

меняется при переходе от одного сезона к другому, в то время как на более северных станциях эти изменения составляют десятки процентов.

Указанная работа интересна и с другой стороны. Она дает представление о характере изменения плотности при изменении высоты. Вместе со случаями плавного падения плотности с высотой наблюдаются случаи со скачкообразным изменением плотности. Отклонения плотности от осредненной кривой составляют десятки процентов, причем наблюдаются случаи со скачкообразным ростом плотности воздуха с высотой на несколько десятков процентов. Особенно велики и часты флюктуации плотности на высотах 50 км и выше. Отмечены они и на более низких уровнях.

Работ подобного типа пока немного, но все они указывают на то, что флюктуации плотности в средней и верхней стратосфере не случайное, а типичное явление. Ясно, что с увеличением числа наблюдений будут увеличиваться наши знания об этих флюктуациях. Однако уже сейчас встает вопрос о природе этих флюктуаций. Какие процессы могут приводить к увеличению плотности так, чтобы плотность в ниже лежащих слоях была ниже плотности воздуха в выше лежащих слоях?

В работе [4] высказано предположение относительно возможностей создания сгустков воздуха в нижней ионосфере при помощи вторгающегося солнечного корпускулярного потока, а также приведены некоторые экспериментальные данные, подтверждающие эту мысль.

Факты, рассмотренные в настоящей работе, еще раз, хотя и в иной связи, подтверждают эти предположения.

Становятся понятными причины того исключительного положения, в котором находятся субтропические широты в атмосфере — область смены направления преобладающего переноса.

Становится понятным и другой важный факт — зависимость интенсивности западного переноса от солнечной активности. В одной из последних работ, посвященных этой связи [3], найдены высокие коэффициенты корреляции между индексом зональной циркуляции и числами Вольфа.

Схема автора, по крайней мере качественно, хорошо объясняет усиление общей циркуляции атмосферы в периоды высокой солнечной активности. В годы глубоких минимумов солнечной активности должно наблюдаться ослабление циркуляции атмосферы; это должны быть годы суровых зим и засушливых лет. Указания на эту связь в литературе имеются.

Эта схема позволяет достаточно просто объяснить и другую часто наблюдаемую связь — связь между развитием высоких циклонов и антициклонов в умеренных широтах и зональной циркуляцией [7]. Становится понятным и то, почему эта связь нередко нарушается. Можно высказать предположение, что связь между развитием циклонов в умеренных широтах и напряженностью зональной циркуляции должна проявляться особенно отчетливо тогда, когда гребни и антициклоны в умеренных широтах не наблюдаются. Когда в умеренных широтах наблюдаются мощные блокирующие антициклоны, связь эта должна отсутствовать совершенно.

На рис. 2 приведены кривые хода индекса геомагнитной активности  $A_p$  и показателя степени развития гребней, который назовем условно индексом  $O$ .

Увеличение массы воздуха над некоторым районом должно приводить к подъему изобарических поверхностей. Если масса притекает из стратосферы и этот процесс сопровождается адиабатическим нагреванием воздуха и увеличением барической ступени, то подъем особенно велик в верхней тропосфере, у изобарических поверхностей 500 мб и 300 мб. В нашем примере данные снимались с карты  $AT_{300}$ . Индекс  $O$  вычислялся следующим образом: на выбранной широте в точках пересечения ее с меридианами, кратными 10, снималось 36 отсчетов, из которых выбиралось

два максимальных значения геопотенциала. Данные снимались по пяти широтам: 45, 50, 55, 60, 65°. Из десяти полученных значений вычислялось среднее; эта величина принималась за показатель степени развития гребней — индекс  $O$ .

Индекс  $Ar$  предварительно был сглажен по формуле

$$\bar{b} = \frac{a + 2b + c}{4}.$$

На рис. 2 нанесены данные с 25 июня по 29 сентября 1959 г. (период больших геомагнитных бурь). Всего было отмечено десять подъемов индекса  $Ar$ . Чтобы не усложнять рисунок, значения индекса  $Ar$ , большие 50 единиц, не наносились. Кривая индекса  $O$  сдвинута влево на 9 дней по отношению к кривой индекса  $Ar$ , т. е. данные приведены с 4 июля по 8 октября 1959 г.

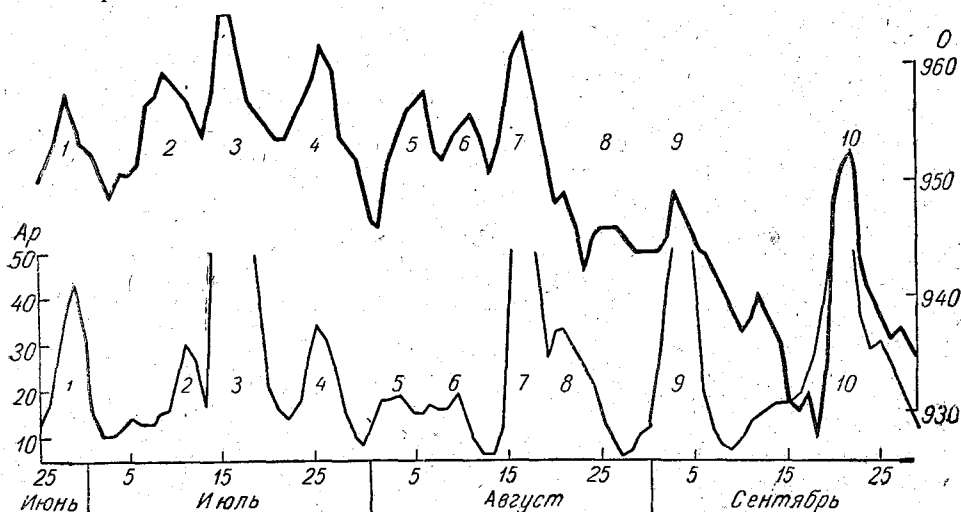


Рис. 2. Сравнение индекса геомагнитной активности  $Ar$  (нижняя кривая). Данные приведены за 1959 г.

Как видно на рис. 2, каждому усилению облучения Земли корпускулярным потоком соответствует пик в развитии барических гребней, причем трем наибольшим возмущениям геомагнитного поля Земли [3, 7, 10] соответствуют три наибольших подъема индекса  $Ar$ . Между девятым и десятим пиками на кривой  $O$  имеется небольшой максимум; в ходе индекса  $Ar$  здесь также отмечается максимум, однако последний исчез в процессе сглаживания.

Интересно отметить, что среднее запаздывание реакции тропосферы на корпускулярное воздействие летом равно девяти дням. В отдельных случаях оно равно 7, в других — 14 дням. Отсюда скорость движения уплотнения сверху вниз равна приблизительно 10 метрам в минуту. Эта величина хорошо согласуется как с вертикальными скоростями, наблюдаемыми в антициклонах и тропосфере, так и с оценками вертикальных движений для верхней атмосферы.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность Н. Л. Спицыной, проверившей правильность приведенной на рис. 2 кривой индекса  $O$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бушук О. А. К вопросу о регенерации антициклонов. Труды ЛГМИ, вып. 8, 1958.

2. Вительс Л. А. Солнечная природа атмосферных ритмов. Труды ЦИП, вып. 51, 1957.
3. Педь Д. А., Сидоченко Т. В. О причине колебаний интенсивности зональной циркуляции атмосферы. Метеорология и гидрология, № 9, 1959.
4. Сазонов Б. И. К построению теории взаимодействия солнечных корпускулярных потоков с атмосферой Земли. (См. настоящий сборник).
5. Хромов С. П. Муссоны в общей циркуляции атмосферы. Сб. «А. И. Воейков и современные проблемы климатологии», Гидрометеиздат, Л., 1956.
6. Armstrong E. B. The temperature in the atmospheric region emitting the nightglow OI 5577 line and in region above faint aurorae ares. J. Atm. Terr. Phys., vol. 13, N 3—4, 1959.
7. Bradbury D. L. On the behavior paterus of cyclones and anticyclones as related to zonal index. Bull. Amer. Meteorol. Soc., 39, N 3, 1958.
8. Hasegawa M. On the Position of the Focus of the Geomagnetic Sg Current System. G. Geoph. Res., vol. 65, N 5, 1960.
9. Heppner I. P. and Meredith L. H. Nightglow emission altitudes from rocket measurements.
10. Huruhashi M. and Nakamura I. Airglow observation on board the "Soya" expedition ship to Antarctic. Ann. geophys., 14, N 2, 1958.
11. Huruhashi M. Photoelectric studies of the night sky light. Report. Ionosph. Res. Japan, vol. IV, N 3, 1950.
12. Jones L. M., Peterson I. W., Schaefer E. I., and Schulte H. F. Upper-Air Density and Temperature: Some Variations and an Abrupt Warming in the Mesosphere. G. Geoph. Res., vol. 64, N 12, 1959.
13. Kaiser T. R. Radio Investigation of Aurorae and Related Phenomena. The Airglow and Aurorae, 1956.
14. King-Hele D. G. and Walker D. M. C. An irregularity in the Atmospheric Drag Effects on Sputnik 2 and 3. Nature, 182, N 4639, 1958.
15. Meada H. Horizontal winds and ionization drifts in the ionosphere. Rept. Ionosph. Space Res. Japan, XIII, N 1, 1959.
16. Onwumechilli C. A. A study of equatorial electrojet — II. J. Atm. Terr. Phys., vol. 13, N 3—4, 1959.
17. Pemmaraju P. S. Circulation in the upper atmosphere G. Geoph. Res., 61, N 3, 1956.
18. Purslow B. W. Ionospheric drift in the F<sub>2</sub> region near the magnetic equator. Nature, 181, N 4601, 1958.
19. Raghava R., Ramachandra B. Horizontal Drift in the E Region at Waltair. Nature, 185, N 4705, 1960.
20. Ratcliffe I. A. Ionizations and Drifts in the Ionosphere. G. Geoph. Res., vol. 64, N 12, 1959.
21. Roach F. E., Williams D. R., and Pettit H. B. The diurnal variation of [OI] 5577 in the nightglow; geographical studies. G. Geoph. Res., vol. 58, N 1, 1953.
22. Roach F. E., Williams D. R. and Pettit H. B. Diurnal variation of [OI] 5577 in the nightglow. Astrophys. Journal, vol. 117, 456, 1953.
23. Roach F. E., Tandberg-Hanssen E. and McGill L. R. Movements of airglow cells. J. Atm. Terr. Phys., vol. 13, N 1—2, 1958.
24. Sandford B. P. Studies of the upper atmosphere from Invercargill, New Zealand. Ann. geophys., vol. 15, N 4, 1959.
25. Shaw I. E. Geomagnetic and current control of E-region absorption. Planet. Space Science, vol. 2, N 1, 1959.
26. Shibata H. On the world-wide distribution of fo F<sub>2</sub>. J. Rad. Res. Labs., 5, N 21, 1958.
27. Tohmatsu T. The dynamical effect on the intensity of nightglow 5577. Repl. Ionosph. Res. Japan., vol. XII, N 3, 1958.
28. Tonsey R. Rocket measurement of the night airglow Ann. geoph., 14, N 2, 1958.

## О НЕРЕШЕННЫХ ВОПРОСАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ С НИЖНИМИ<sup>1</sup>

В работе приводятся доказательства тому, что идея о перераспределении масс воздуха в атмосфере Земли под действием солнечного корпускулярного потока, высказанная в предыдущих работах автора, хорошо согласуется с некоторыми известными фактами из синоптической метеорологии. Рассматривается ряд вопросов, решение которых может быть существенно облегчено с принятием концепции о перераспределении масс воздуха. В частности, простое объяснение находит тот факт, что росту давления в тропосферном антициклоне предшествует во времени рост давления в нижней стратосфере, а падению давления в тропосферном циклоне — падение давления в нижней стратосфере.

1. Настоящая работа является продолжением работы [10], в которой было высказано предположение о том, что корпускулярные потоки, входя в атмосферу Земли, способны создавать в ней газовые уплотнения.

Проверка предложенной схемы связи между верхними и нижними слоями атмосферы может быть осуществлена многими путями. Одним из таких путей является рассмотрение процессов, происходящих в нижних слоях атмосферы, и согласование их с предложенной схемой. Это рассмотрение полезно провести и потому, что в синоптической метеорологии накопилось достаточно большое количество фактов, которым не дано даже самое общее качественное объяснение. На некоторых из них мы и остановимся в настоящей работе.

Проверка предложенной схемы может быть осуществлена и на материалах наблюдений в верхних слоях атмосферы. Однако на этом пути имеются пока значительные трудности, главная из которых — недостаточное знание процессов, происходящих в зоне полярных сияний с нейтральным газом в момент вторжения туда корпускулярных потоков. Скорость движения, концентрация, температура нейтральных частиц вне зоны полярных сияний не может быть использована даже для самых ориентировочных оценок тех явлений, которые происходят в зоне полярных сияний в период магнитной бури. Достаточно указать, что зона полярных сияний — это район больших и резких изменений, происходящих как в ионизированном, так и в нейтральном газе, район разрушения ударных волн, район мощного рентгеновского излучения. Ничего подобного мы не наблюдаем вне зоны полярных сияний.

В настоящей работе не ставилось целью разрешить нерешенные синоптической метеорологией вопросы; нам хочется всего лишь указать на то полезное, что дает предлагаемая схема для объяснения некоторых наблюдаемых в нижней атмосфере явлений.

<sup>1</sup> Статья печатается в дискуссионном порядке.

2. На заре синоптической метеорологии изменение массы воздуха рассматривалось как основной фактор, приводящий к изменению приземного давления. Построение первых синоптических карт указало на сходимость потоков в нижней атмосфере в циклоне и расходимость их в антициклоне. Поскольку давление у Земли в циклоне, несмотря на нагнетание массы в этот район, продолжало падать, а давление в антициклоне, несмотря на вытекание массы, продолжало расти, был сделан вывод, что в барических образованиях существуют вертикальные движения, определяющие изменения массы воздуха и, следовательно, приземного давления. Подъемы первых приборов в атмосферу показали, что в антициклонах воздух теплее и суше, чем воздух в циклонах — наличие вертикальных движений разного направления в областях высокого и низкого давления было таким образом доказано экспериментально.

Все эти физически ясные факты были использованы первыми исследователями атмосферы для создания так называемой конвекционной теории изменения давления. Главным в этой теории были вертикальные движения, выносящие массы воздуха из районов падения давления и вносящие их в районы роста давления. Это основное и самое сильное положение конвекционной теории изменения давления не было, кстати сказать, никем опровергнуто впоследствии и остается до сего времени едва ли не самым ясным и физически логичным объяснением изменения приземного давления [6]. Противники конвекционной теории обрушились главным образом на то, что вертикальные движения объяснялись, исходя из термических условий. Ни сами авторы конвекционной теории, ни их последователи не смогли объяснить причин возникновения вертикальных движений.

В тридцатых годах многие исследователи обратили внимание на то, что изменение температуры и плотности воздуха начинаются в верхней тропосфере и затем распространяются вниз [29]. Срезневский и Молчанов, в частности, указывали, что похолодание на высотах обычно предшествует развитию циклонов и гроз. Появились теории стратосферного управления и тенденция восстановления конвекционной теории.

Однако параллельно этому направлению развивалось множество иных подходов к объяснению изменений тропосферного давления. Вопрос об изменениях массы воздуха в тропосфере либо не рассматривался вообще, либо рассматривался как подчиненный, несущественный вопрос. Введение в синоптический анализ карт высотной топографии способствовало возникновению таких теорий, в которых вертикальная слагающая движения была отброшена совершенно. Возникновение тропосферного гребня объяснялось в них выносом тепла с юга; при этом упускалось из виду то, что масса воздуха в гребне в слое 0—15 км по крайней мере на 2—3% больше, чем в соседней ложбине, и давление у Земли повышено [17, 29].

Несмотря на то, что ни конвекционная теория изменения давления, ни идея стратосферного управления не получили распространения, все исследователи, занимавшиеся либо расчетом изменения массы воздуха в барических образованиях, либо расчетами вертикальных движений, определенно тяготеют к ним.

Остановимся хотя бы на двух работах Флижла [19, 20], в которых автор приводит большой фактический материал по связи изменения давления с изменениями скоростей вертикальных движений в различных частях барических образований. В этих работах показано, что накопление массы воздуха над тропопаузой, связанное с какими-то стратосферными процессами, приводит к развитию нисходящих движений, росту температуры и давления на всех высотах тропосферы. Наибольшие вертикальные движения наблюдаются в центре изаллобарических очагов. Нисходящие

движения, если антициклон движется, наблюдаются не в его центре, а в районе наибольшего роста давления. То же относится и к восходящим движениям в циклоне. Вертикальный компонент движения воздуха в общем пропорционален скорости изменения давления. Автор пришел к заключению, что сжатие и расширение слоя тропосферного воздуха — вот главные факторы, приводящие к изменению массы воздуха в тропосфере. Он показал, что адвективные изменения температуры велики в нижней тропосфере, но не столь существенны в средней и верхней тропосфере, где значительную роль играют вертикальные движения. Можно напомнить, что в прошлом на большую роль вертикальных движений в изменении поля температуры верхней тропосферы указывали Беркнесс, Гессельберг, Шелдер, Бекер, Ван Мигем, Дайнс. Дайнс, в частности, считал [17], что нагрев воздуха на высотах может происходить и при отсутствии горизонтальных ветров, что нет связи между направлением ветра и температурой (связь, наблюдаемая в нижней тропосфере), что нельзя объяснять адвекцией такие температурные изменения, которые происходят синхронно с изменением давления, ибо только увеличением барической ступени при росте температуры не удастся объяснить того роста давления, который происходит на высотах.

Оценка вкладов вертикальных движений и адвекции была сделана С. С. Ключаревым [3, 4] для слоя 0—5,5 км. Он показал, что даже в этой части тропосферы вклад вертикальных движений в изменение поля температуры имеет тот же порядок величин, что и адвективный вклад. Позднее, используя больший фактический материал, выводы Ключарева подтвердила Е. М. Орлова [7]. Следует заметить, что современные оценки скоростей вертикальных движений вполне могут объяснить изменения температуры в средней и верхней тропосфере только адиабатическим сжатием или расширением [8].

Анализ вертикального строения антициклонов показывает [9], что в периоды усиления антициклонов в тропосфере наиболее сильные нисходящие движения наблюдаются в верхней тропосфере, т. е. эффект сжатия тропосферных слоев прослеживается отчетливо. По мере развития тропосферного антициклона очаг наиболее интенсивных нисходящих движений перемещается в среднюю тропосферу, а затем в нижнюю. При разрушении антициклона наиболее интенсивные нисходящие движения наблюдаются только в нижней тропосфере.

3. Пожалуй, нигде так ярко не прослеживается ведущая роль изменений массы воздуха в изменении давления, а также роль стратосферного управления тропосферными процессами, как при анализе вкладов изменений плотности отдельных слоев атмосферы в изменение приземного давления. Следует заметить, что все три автора, работы которых будут рассмотрены ниже, не говорят о стратосферном управлении, предоставляя читателям самим решать вопрос о том, как согласовать приведенные ими факты с тем, что пишется в учебниках.

В 1954 г. в журнале «Метеорология и гидрология» появилась статья П. И. Белова [1]. Автором в этой работе было показано, что при росте давления у Земли главный вклад делают слои выше 10 км, в то время как вклад слоя тропосферы 0—5 км очень мал. При падении давления у Земли главный вклад опять-таки делают слои выше 10 км, уменьшение массы в слое 0—5 км не существенно. При разрушении антициклонов у Земли велик вклад нижнего слоя 0—5 км; то же — при заполнении циклонов. Автор пишет: «Рост антициклонов происходит за счет увеличения массы воздуха в верхних слоях, рост циклонов — за счет падения массы в верхних слоях». Трудно более определенно высказаться относительно природы барических образований.

Таблица 1

| Слой,<br>км | Циклоническое поле<br>у Земли |                         | Антициклональное поле<br>у Земли |                         |
|-------------|-------------------------------|-------------------------|----------------------------------|-------------------------|
|             | развитие<br>(-10,7 мб)        | деградация<br>(+8,8 мб) | развитие<br>(+6,5 мб)            | деградация<br>(-5,8 мб) |
| 0—2         | -2,0                          | +3,6                    | +1,4                             | -2,3                    |
| 2—4         | -0,8                          | +2,4                    | -0,1                             | -1,8                    |
| 4—6         | 0,0                           | +1,3                    | +0,8                             | -1,5                    |
| 6—8         | -0,4                          | +0,6                    | +1,1                             | -0,6                    |
| 8—10        | -1,9                          | +0,1                    | +0,7                             | -0,4                    |
| выше 10     | -5,6                          | +0,8                    | +2,6                             | +0,8                    |

Для иллюстрации в табл. 1 приведены заимствованные из работы Белова данные, характеризующие вклады различных слоев атмосферы в изменение приземного давления. Из данных таблицы можно сделать вывод: изменениям давления в тропосфере в период развития барических образований предшествуют изменения массы воздуха в нижней стратосфере. Наибольшие изменения происходят в тропосфере, когда барические образования разрушаются.

Автор отмечает еще одну интересную особенность: при росте давления у Земли существенный вклад вносят слои, расположенные выше 15 км, в то время как в других случаях роль этих слоев мала.

Близки к описываемым результатам данные, приведенные в работе Б. П. Малых [5]. Автор использовал материалы наблюдений станции СП-3 и несколько иной метод обработки материала, но получил те же результаты: при росте давления у Земли вклад слоев атмосферы выше 8 км в 3 раза больше вклада слоя 0—8 км, при разрушении антициклона основная убыль массы происходит в слое 0—4 км. В развивающихся барических образованиях давление у Земли связано с давлением в нижней стратосфере (коэффициент корреляции +0,6). При разрушении барических образований эта связь отсутствует совершенно. Говоря иными словами, когда у Земли еще только развивается антициклон, он развивается и в нижней стратосфере, когда у Земли разрушается антициклон, в нижней стратосфере его уже нет. То же относится и к циклону.

Аналогичные явления наблюдаются и в барических образованиях над Северной Америкой [33]. Максимальный вклад в изменение приземного давления при росте антициклонов дает поверхность 200 мб. И здесь наблюдается рост температуры в тропосфере до 15° и падение температуры в стратосфере до 9° в период антициклогенеза (факт хорошо известный). Однако в данной работе автор обратил внимание на одну интересную деталь: в отдельных случаях подъем изобарических поверхностей в тропосфере может и не сопровождаться разогреванием тропосферного воздуха.

Как видим, все указанные работы подводят исследователей к вопросу о причинах создания аномалий массы воздуха в нижней стратосфере, к вопросу о процессах, способных обеспечить уплотнения или разрежения воздуха в однородном поле земного тяготения. Вероятно, если мы будем в состоянии предвидеть место и время появления уплотнения в нижней стратосфере, это равносильно тому, что мы научимся предсказывать появление антициклона в тропосфере. Зная, где и когда возникнет разрежение в стратосфере, мы сможем предсказать появление циклона.

4. В работах Флижла, Дайнса, Белова, о которых упоминалось выше,



а также в работах Линке [25] и Смирнова [11] показано, что средняя изменчивость плотности на высотах 10—15 км равна изменчивости плотности в приземных слоях тропосферы (слой 0—3 км). В слое 5—9 км плотность воздуха меняется очень мало как при смене одного барического образования другим, так и при переходе от одного сезона к другому. В средней и верхней тропосфере рост давления сопровождается повышением температуры, а падение давления — понижением температуры. Именно поэтому, несмотря на большую изменчивость давления в этих слоях, изменчивость плотности здесь невелика. В нижней стратосфере (слой 10—15 км), наоборот, рост давления сопровождается, как правило, понижением температуры, падение давления — повышением ее. Изменение плотности воздуха в нижней стратосфере при переходе от одного барического образования к другому достигает 10%.

Затронутый вопрос тесно связан с другим нерешенным вопросом синоптической метеорологии — вопросом о холодных гребнях и теплых ложбинах в нижней стратосфере в умеренных широтах (высоты 200 и 100 мб). Известно, что в тропосфере гребни теплее ложбин. Такая же закономерность наблюдается и на высотах поверхности 50 мб и выше [13, 14, 23]. Известно также, что на высотах 30—50 км характерное для антициклонов падение скорости ветра всегда сопровождается повышением температуры — разогревом стратосферы [24], а особенно большие потепления происходят даже при штилях.

По-видимому, тепло в гребнях и холод в ложбинах — это наиболее характерная связь температуры и давления в атмосфере. Нарушается эта связь лишь над инверсионными слоями: прежде всего над тропопаузой, над слоем низких температур на высоте 85 км, а также над поверхностью Земли, когда от нее нет притока тепла (умеренные и полярные широты зимой). Не случайно максимумы изменчивости плотности наблюдаются над тропопаузой, над поверхностью Земли и, вероятно, над уровнем 85—90 км. Только в этих трех слоях области холода совпадают с областями повышенного давления, а области тепла — с областями пониженного давления.

Как же можно объяснить наблюдаемую закономерность?

Все три указанных слоя имеют одно общее свойство — они подавляют вертикальные движения. Как над тропопаузой, так и над уровнем 85 км вертикальные градиенты плотности воздуха увеличены. Уплотнение воздуха, созданное в верхней атмосфере, двигаясь сверху вниз под действием сил Архимеда, будет замедлять свое движение во всех трех слоях. Излучая энергии больше, чем оно получает от адиабатического сжатия, уплотнение воздуха будет над слоем инверсии создавать очаг холода над некоторой областью [18, 26]; вместе с тем увеличение массы воздуха будет приводить здесь же к росту давления.

Приведенные здесь соображения — всего лишь догадки, хотя они и кажутся весьма вероятными. Вопрос об изменчивости плотности над тропопаузой требует специальных и, главное, комплексных исследований. Если бы для одного барического образования удалось одновременно определить изменение на разных уровнях массы воздуха, длинноволновых радиационных потоков, скоростей вертикальных движений и агеострофических составляющих скорости ветра, то такое исследование дало бы значительно больше, чем десятки разрозненных исследований частных вопросов.

Вообще говоря, нижняя стратосфера характеризуется рядом интересных особенностей: здесь наблюдается большая сухость воздуха, резкое возрастание концентрации озона, повышенная концентрация метеорной пыли, тяжелых ионов, частиц радиоактивного распада. Многими иссле-

дователями поддерживается мысль, впервые высказанная Добсоном, о том, что в нижней стратосфере (за исключением районов над развивающимися циклонами) воздух находится в постоянном нисходящем движении.

В заключение этого раздела добавим, что еще в 1927 г. Мюгге показал, что шапки холода над теплыми тропосферными антициклонами нельзя объяснить адвекцией холода. Впоследствии неадвективную природу холодных стратосферных гребней доказывали многие исследователи и, в частности, Пальмер [27].

5. Хотя достаточно давно было известно, что изменчивость температуры и плотности в общем растет с высотой и в стратосфере не отмечается постоянства температуры, все же вопрос о внезапных потеплениях в стратосфере привлек в последние годы пристальное внимание метеорологов после того, как Шерхагом с 24 на 25 февраля 1952 г. было зарегистрировано изменение температуры в стратосфере на  $40^\circ$  [30]. Потепление началось на уровне 10 мб и в последующие дни распространялось вниз. На уровне 50 мб повышение температуры равнялось только  $12^\circ$ . В последующую неделю на всех уровнях наблюдалось восстановление температуры, близкой к норме. Виллет, анализируя этот случай, подчеркивал, что потепление стратосферы совпало с яркой хромосферной вспышкой [2], которая привела к выбросу солнечных корпускул. Индекс геомагнитной активности  $K_p$  был 24 февраля равен в сумме за сутки 44, в то время как в предыдущие месяцы зимы он был все время ниже этого значения, а в предшествующие этому дни он был равен 15. Спустя несколько дней над Гренландией и Аляской началось развитие антициклонов. В этот период в субарктических районах Северной Америки необычайно усилились восточные потоки; восточные составляющие скорости ветра в высоких широтах достигли в этот период своего максимума за весь зимний период 1951-52 г.

Мы не в состоянии останавливаться здесь на анализе всех имеющихся по данному вопросу работ. Отметим лишь некоторые характерные явления, связанные с внезапными потеплениями в стратосфере. Как правило, потепления достигают наибольшей силы в феврале—марте, когда за пять дней температура может возрасти на  $30-40^\circ$ . Восстановление нормальной температуры происходит во много раз медленнее. Внезапное потепление возникает всегда на больших высотах и затем, ослабевая, распространяется вниз. Над тропопаузой изменения температуры минимальны, а иногда и просто неощутимы. Барическое поле стратосферы в момент начала потепления не обнаруживает никаких изменений и перестраивается лишь спустя несколько дней. Как правило, в районе потепления обнаруживается рост давления. В некоторые зимы повторяемость восточных ветров в стратосфере умеренных широт возрастает с 6% (норма) до 61% при переходе от января к февралю. Полярная стратосфера в такие периоды может быть теплее летней нормы, хотя в тропосфере будут наблюдаться самые низкие в течение года температуры. Внезапные потепления особенно часто наблюдаются над Гренландией, северной Европой, на севере восточной Сибири, над Аляской и Алеутскими островами [16, 22, 24, 31, 32, 34].

Несколько подробнее остановимся на одной из последних работ из этой серии, на работе Крейга и Геринга, в которой достаточно подробно разобрано январско-февральское потепление стратосферы в 1957 г. [15]. 23 января 1957 г. барическое поле над западным полушарием на высотах 25—100 мб имело типичные для зимнего сезона черты: над северо-востоком Канады и Гренландией наблюдалась депрессия; температурные градиенты на высотах 50 и 100 мб были малы; на высоте 25 мб над север-

ными широтами было несколько холоднее, чем над южными. Первые признаки потепления наблюдались 30 января и лишь на высоте 25 мб. К 6 февраля повышение температуры наблюдалось уже во всем слое 25—100 мб. В отдельных местах повышение температуры достигало на высоте 25 мб 50°, на высоте 50 мб 40°, на высоте 100 мб 20°. Районы наибольшего потепления совпали с районами, где перед тем было низкое давление на высотах. 13 февраля максимум давления на высотах наблюдался над тем районом, где неделей раньше был максимум температуры, а двумя неделями раньше — низкое давление. Барическое и температурное поля над субтропическими широтами не испытали за эти две недели существенных изменений. К 20 февраля картина барического и термического полей на высотах была близка к той, которая наблюдалась 23 января. Однако в тропосфере в этот период происходили большие изменения. Авторы отметили резкое усиление восточных потоков в субарктических широтах, повышение давления над севером Канады, возникновение блокирующего антициклона над Аляской и (несколько позже) над севером восточной Сибири. Легко заметить большое сходство между изменением приземного барического поля после внезапного потепления стратосферы в 1957 г. и изменениями, произошедшими после потепления стратосферы в 1952 г.

На рис. 1, заимствованном из работы [15], приведем ход изотерм в стратосфере в первой половине февраля 1957 г. на станции Туле в Гренландии.

На нем хорошо видно стремительное распространение высоких температур сверху вниз. Любопытно отметить, что 29—30 января и 4—5 февраля 1957 г. наблюдались сильные возмущения геомагнитного поля Земли.

Крейг и Геринг, проведя тщательный анализ стратосферных данных, отказались дать какое-либо объяснение наблюдаемому явлению. Приведя обширный список литературы, они не могли не знать, что некоторые их предшественники пытались, хотя и не очень уверенно, объяснить внезапные потепления стратосферы адвекцией температуры. Однако эти авторы не пошли по этому пути, хотя они и располагали куда более обширными материалами, чем их предшественники. Это обстоятельство нам кажется очень важным. Действительно, если наблюдаемое потепление — адвекция, то, очевидно, нужно объяснить, почему оно происходит именно сейчас, а не неделей раньше, почему барическое поле изменяется за изменением поля температуры (эффект, наблюдаемый и в верхней тропосфере) [29], почему потепления наступают чаще в конце зимы, но перед равноденствием, почему адвекция начинается всегда на более высоких уровнях, почему спустя несколько дней за потеплением в стратосфере отмечаются большие изменения в барическом поле тропосферы, откуда, наконец, могут быть принесены столь высокие температуры

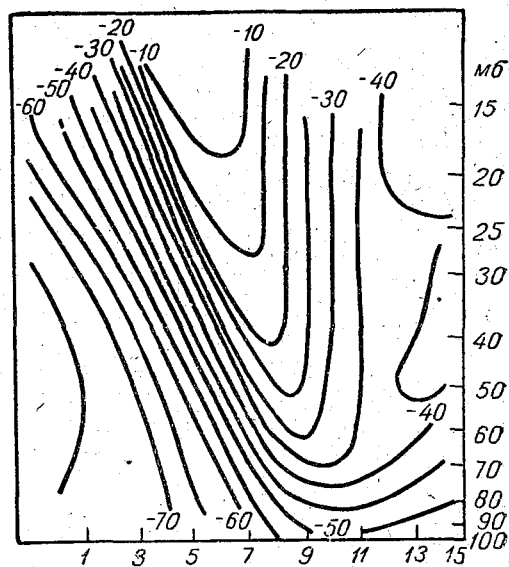


Рис. 1. Ход температуры в стратосфере в первой половине февраля 1957 г. на станции Туле в Гренландии.

в стратосфере на уровнях, на которых неделей раньше не наблюдались, а неделей позже вновь не будут наблюдаться столь высокие температуры. Сказать, что потепления в стратосфере имеют адвективную природу — значит, из одной загадки породить десяток новых.

Сторонники адвективной природы внезапных стратосферных потеплений не привели ни одного факта в поддержку своих взглядов. Крейг и Геринг поняли, что определенную роль во внезапных потеплениях в стратосфере должны играть нисходящие движения. Но, по-видимому, они затруднялись указать на причины возникновения вертикальных движений в стратосфере, тем более что движения эти должны быть весьма велики и источником их возникновения должны быть слои атмосферы выше 10 мб.

То, что в арктической стратосфере существуют сильные нисходящие движения ранней весной, доказывается хотя бы тем, что именно в этот период здесь наблюдается максимум озона, в то время как солнечный контроль над содержанием озона практически равен нулю [21]. В стратосфере не наблюдается и прогрессивного выхолаживания воздуха в период полярной ночи от осени к весне, что также говорит об усиливающихся к весне нисходящих движениях [34].

Повышение температуры стратосферы к весне происходит не плавно, а толчками. Ряд исследователей связывает эти потепления с солнечной активностью. Одной из последних в этой серии работ является работа Пальмера [28], в которой автор нашел хорошую связь между корональным индексом Солнца и изменением плотности в стратосфере Арктики. Интересно, что рост температуры и увеличение плотности в нижней стратосфере автор рассматривает как связанные между собой процессы.

Следует упомянуть о том, что идея связи потеплений в стратосфере с вторжением корпускулярных потоков разделяется далеко не всеми метеорологами. Одних смущает то обстоятельство, что потепления стратосферы в одних случаях сильно запаздывают по отношению к геомагнитной буре, в других — наступают почти одновременно с ней. Другие, как Арнольд и Бресфилд [12], обрабатывают имеющиеся в их распоряжении данные и, не найдя желаемой связи, приходят к выводу, что ее вообще нет. Ошибка этих авторов весьма характерна.

Внезапные потепления стратосферы можно объяснить следующим образом [10]. В начале и середине зимы сгустки газа, созданные корпускулярным потоком в зоне полярных сияний, отбрасываются к экватору и приносят в субтропические широты большие массы воздуха. В то же время в арктических широтах высоты изобарических поверхностей уменьшаются. К январю—марту градиент давления экватор—полюс в стратосфере достигает максимальной величины. В этот период большинство сгустков будет оставаться в северных широтах, двигаясь вдоль градиента барического поля. Сгустки будут «соскальзывать» к районам низких давлений и низких температур в стратосфере. Именно поэтому внезапные потепления особенно часты над северо-востоком Канады и над северной периферией Восточной Сибири. Именно в этих районах во второй половине зимы особенно часто развиваются антициклоны. Сгустки быстро движутся вниз там, где есть условия для их выхолаживания и уплотнения. Очевидно, наиболее подходящими для этого будут участки материков, расположенные за полярным кругом.

К концу марта с появлением в полярной стратосфере большого количества озона, с прогревом полярного воздуха на этих высотах происходит перестройка барического поля в стратосфере. Перепад давления полюс—экватор уменьшается настолько, что уплотнения воздуха могут вновь беспрепятственно проникать в субтропические широты. Именно этим меха-

низмом кажется возможным объяснить тот факт, что внезапные потепления стратосферы наблюдаются особенно часто в феврале, но не наблюдаются уже в конце марта.

Этот вопрос еще требует дополнительных исследований; наличие рабочей гипотезы — необходимая предпосылка для их успешного проведения.

Арнольд и Бресфилд, о работе которых упоминалось выше, пытались найти связь между температурой на высоте 30 км и геомагнитной активностью. В основу исследования не было положено никаких соображений о характере этой связи. Был взят лишь один пункт на широте 40°. В одном случае связь была налицо, в ряде других — связи не оказалось.

Отрицательный результат этой работы легко было предвидеть, поскольку действительно нет связи между температурой стратосферы в произвольной точке и геомагнитной активностью. Результат был бы иным, если бы авторы рассмотрели ход температуры по большой сети станций. В этом случае после каждой геомагнитной бури они находили бы резкое потепление в стратосфере, но всякий раз на разных станциях.

Можно было бы увеличить список работ, подобных рассмотренной, в которых авторы настойчиво стремятся доказать отсутствие солнечно-тропосферной связи. Характерными чертами этих работ являются: отсутствие рабочей гипотезы, использование случайных материалов метеорологических наблюдений, применение произвольных методов обработки. Авторы не учитывают того, что солнечно-тропосферные связи, как и любое явление в природе, требуют определенных условий для своего проявления.

6. В настоящем разделе приведем список закономерностей, которые, по-видимому, должны наблюдаться в атмосфере. Проверка этих закономерностей на фактическом материале имела бы, по нашему мнению, большое значение для решения ряда вопросов синоптической метеорологии.

I. Экстремумы температуры должны предшествовать на высотах экстремумам давления. Разрыв во времени между высокой температурой и высоким давлением (и низкой температурой и низким давлением) должен в общем увеличиваться по мере подъема из средней тропосферы в выше лежащие слои.

II. Экстремумы температуры с течением времени должны опускаться сверху вниз как в стратосфере, так и в тропосфере.

III. Экстремумы плотности с течением времени должны опускаться сверху вниз как в стратосфере, так и в тропосфере.

IV. При достаточном осреднении большим скоростям ветра должны соответствовать периоды низких температур как в тропосфере, так и в стратосфере; небольшим скоростям ветра — периоды высоких температур.

V. Внезапные потепления стратосферы чаще должны наблюдаться в субтропических широтах осенью или в начале зимы.

VI. Между плотностью воздуха и температурой в тропосфере и стратосфере должна наблюдаться прямая связь (исключая слой над тропопаузой).

VII. В нижней стратосфере развивающиеся антициклоны должны быть теплее разрушающихся. Те антициклоны, у которых температура в нижней стратосфере повышается, будут развиваться в ближайшее время и в тропосфере.

VIII. Смене естественно-синоптических периодов должна предшествовать перестройка температурного поля на высотах 25—50 мб.

IX. Возникновению блокирующих антициклонов должен способствовать большой перепад давления экватор—полюс в стратосфере.

Х. Чем ярче выражена температурная инверсия на тропопаузе, тем больше должен быть диаметр среднего барического образования. Хаотический вид барического поля должен совпадать с плохо выраженной тропопаузой.

ХІ. Тропопауза должна быть выражена тем ярче, чем больше температурный контраст между холодными гребнями и теплыми ложбинами в нижней стратосфере.

Вероятно, предлагаемые здесь правила в отдельных случаях будут иметь слишком большое число исключений, предвидеть которые заранее невозможно. Однако выполнения и половины этих закономерностей было бы достаточно для подтверждения правильности основных положений предложенной схемы [10], касающейся усиления тропосферных образований (а в отдельных случаях, возможно, и их создания) при воздействии на атмосферу Земли солнечных корпускулярных потоков.

Тот факт, что предложенная схема, в основе которой лежит перемещение массы воздуха из одного района атмосферы в другой, позволяет наметить пути к решению ряда вопросов синоптической метеорологии, еще раз говорит о целесообразности ее использования в дальнейших исследованиях гелиотропосферных связей.

Приводя в [10] эту схему, автор ни на минуту не сомневался в большой роли подстилающей поверхности и, особенно, ее радиационного баланса в погодообразовании. Автор не сомневался также и в том, что все процессы, происходящие в тропосфере, — суть переходы заключенной в тропосфере энергии из одного вида в другой. Указанная схема вводит в рассмотрение еще один фактор — перераспределение массы воздуха, происходящее вне тропосферных слоев. Количество перенесенного воздуха составляет ничтожную величину от общей массы воздуха, заключенной в вертикальном столбе (не более 5%), однако для кардинальной перестройки барического поля в нижних слоях атмосферы этой массы вполне достаточно.

Низкий уровень эффективного излучения, по-видимому, способствует антициклогенезу, но не определяет его. При наличии сгустков воздуха в стратосфере горы Аляски и Скандинавии буквально «притягивают» их к себе, способствуя их выхолаживанию и оседанию. Однако, если сгустков нет, эти районы могут быть как угодно холодны — антициклона не возникнет. То же относится и к Альпам и Кавказским горам весной. В то время как окружающие их равнины прогреты, горы еще покрыты снегом и являются благоприятными областями для оседания уплотнений. Именно в весенний период над ними особенно часто возникают локальные антициклоны, приносящие двухсторонние фёны и засухи. Однако в другие вёсны, несмотря на то что, казалось бы, все условия для возникновения антициклонов налицо, они не возникают. Не случайно прогноз фёнов в горных районах еще не нашел своего решения.

То же можно сказать и относительно возникновения циклона. Несмотря на постоянную близость холодных и теплых воздушных масс в районе Исландии, циклон не всегда наблюдается в этом районе. Несмотря на постоянные запасы энергии влажнонеустойчивости в тропиках, тропические циклоны отмечаются лишь в определенные периоды.

Дальнейшие исследования покажут, насколько существен в погодообразовании фактор перераспределения массы воздуха.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов П. И. Исследование вкладов отдельных слоев атмосферы в изменение приземного давления при различных синоптических условиях. Метеорология и гидрология, № 6, 1954.

2. Виллет Х. С. Циркуляция атмосферы и океана как фактор изменений климата в ледниковые и межледниковые периоды. В кн. «Изменение климата». ИЛ, 1958.
3. Ключарев С. С. К методике анализа изменений температуры в атмосфере. Метеорология и гидрология, № 3, 1940.
4. Ключарев С. С. Опыт анализа изменений температуры в тропосфере. Метеорология и гидрология, № 10, 1940.
5. Малых Б. П. Связь между изменением давления у поверхности Земли и в свободной атмосфере. Сб. „Проблемы Арктики“, вып. 5, 1958.
6. Морской Г. И. О конвекционной теории изменения давления. Метеорология и гидрология, № 1, 1953.
7. Орлова Е. М. К вопросу об определении изменений стратификации воздуха. Труды ЦИП, вып. 25, 1951.
8. Орлова Е. М. Результаты расчета вертикальных скоростей в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Труды ЦИП, вып. 70, 1958.
9. Петренчук О. П. Некоторые особенности вертикального строения антициклонов. Труды ГГО, вып. 72, 1957.
10. Сазонов Б. И. К построению теории взаимодействия солнечных корпускулярных потоков с атмосферой Земли. См. настоящий сборник.
11. Смирнов И. П. Распределение плотности в атмосфере. Гидрометеониздат, 1939.
12. Arnold A., Brasefield C. I. Atmospheric temperatures at 30 kilometers, Proc. Tor. Meteor. Conf., 1953, 1954.
13. Austin I. M. and Shapiro R. Tropospheric and stratospheric temperature changes associated with pressure changes. J. Meteorol., 8, 191—195, 1951.
14. Austin I. M., Krawitz L. 50-millibar patterns and their relationship to tropospheric changes. J. Meteorol., 13, N 2, 1956.
15. Craig R. A. and Hering W. S. The stratospheric warming of January — February 1957. J. Meteorol., 16, N 2, 1959.
16. Darling E. M. Jr. Winds at 100 mb. and 50 mb. over the United States in 1952. Bull. Amer. Met. Soc., 34, 10, 1953.
17. Dines W. H. The characteristics of the free Atmosphere Geophys. Memoirs., vol. II, No 13, 1919.
18. Elsasser W. M. Radiative cooling in lower atmosphere. Monthly Wea. Rev., 68, 185, 1940.
19. Fleagle R. C. Quantitative analysis of factors influencing pressure change. J. Meteorol., vol. 5, N 6, 1948.
20. Fleagle R. C. The fields of temperature, pressure and three-dimensional motion in selected weather situations. J. Meteorol., vol. 4, N 6, 1947.
21. Godson W. I. Total ozone and the middle stratosphere over arctic and sub-arctic areas in winter and spring. Quart. J. Roy. Met. Soc., 86, 369, 1960.
22. Hare F. K. The disturbed circulation of the arctic stratosphere. J. Meteorol., 17, N 1, 1960.
23. Julian P. R., Krawitz L. and Panovsky H. A. The relation between height patterns at 500 mb. and 100 mb. Monthly Wea. Rev., 87, 7, 1959.
24. Kennedy W. B., Brogam L. and Sibble N. I. Further acoustical studies of atmosphere winds and temperatures at elevations of 30 to 60 kilometers. J. Meteorol., vol. 12, N 6, 1955.
25. Linke T. Über die Luftdichte. Beitr. zur. Phys. der Fr. Atmosphäre, B—VIII, 1919.
26. Ohring G. The radiation budget of the stratosphere. J. Meteorol., vol. 15, N 5, 1958.
27. Palmer C. Die Beziehung zwischen troposphärischen und stratosphärischen Temperatur- und Luftdruckschwankungen. Beitr. Phys. der Fr. Atmosphäre, 17, 102—116, 1931.
28. Palmer C. The stratospheric polar vortex in winter. J. Geoph. Res., 64, N 7, 1959.
29. Penner C. M. The Effects of Tropospheric and Stratospheric Advection on Pressure and Temperature variations. Canad. Journ. Res., vol. 19, N 1, 1941.
30. Scherhiag R. Die explosionsartigen Stratosphärenwärmungen des Spätwinters 1951—1952. Ber. deut. Wetterd. U. S. Zone, No 38, 1952.
31. Teweles S. Anomalous warming of the Stratosphere over North America in Early 1957. Monthly Wea. Rev., vol. 86, No 10, 1958.
32. Teweles S. and Finger F. G. An abrupt change in Stratospheric circulation beginning in mid — January 1958. Monthly Wea. Rev., vol. 86, N 1, 1958.
33. Vederman G. The growth and decline of anticyclones. Bull. Amer. Meteor. Soc., vol. 33, N 8, 1952.
34. Wexler H. and Moreland W. B. Winds and temperatures in the Arctic Stratosphere. Polar Atmosphere Symposium, Part I, 1958.

## О НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

Турбулентный перенос живой силы и количества движения выражаются аналогичными уравнениями, но противоречивость законов сохранения обеих субстанций приводит к неизбежности диссипации кинетической энергии до масштаба молекул, а уравнение, характеризующее преобразование кинетической энергии, приобретает нелинейный характер. Линейность уравнения может быть сохранена преобразованием, при котором коэффициент турбулентной диффузии характеризуется комплексным числом. Распространение пульсаций приводит к мнимости коэффициента обмена, причем уравнение по форме получается близким к волновому уравнению Шредингера.

Хотя аналогия турбулентности с квантово-механическими процессами и неполная, аппарат квантовой механики может быть использован для характеристики рассеяния энергии пульсаций, а принцип неопределенности характеризует некоторые свойства параметров турбулентного движения, особенно важных в исследованиях макротурбулентности.

## I. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЫЕ ВИДЫ ДИФФУЗИИ

## 1. Различные виды турбулентной диффузии

Как известно, при некоторых упрощениях перенос какой-либо пассивной субстанции турбулентными пульсациями для установившегося процесса в первом приближении выражается дифференциальным уравнением Фикка

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial \eta}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где  $\eta$  — концентрация пассивной субстанции,  $K_x$ ,  $K_y$  и  $K_z$  — соответствующие значения коэффициента турбулентности для переносов вдоль осей координат и  $t$  — время.

Если  $K_x = K_y = K_z = K$ , а  $K$  является постоянным, то вместо (1) можно писать

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = K \Delta \eta, \quad (1a)$$

где  $\Delta$  — символ оператора Лапласа  $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ .

Начало процесса рассеивания, характеризующееся распространением облака частиц, выражается дифференциальным уравнением иного типа. Закономерности диффузии на этой стадии изучались Ричардсоном



[1, 2], А. М. Обуховым [3], М. И. Юдиным [4] и др. Дифференциальное уравнение для неустановившегося процесса при медленно протекающей диффузии впервые написано Б. И. Давыдовым [5], а для турбулентной диффузии — Е. С. Ляпиным [6]. Это уравнение оказалось не параболического типа, как уравнение Фикка, а гиперболического, так называемое телеграфное уравнение. Это уравнение применительно к условиям атмосферы было проинтегрировано А. С. Мониным [7]. Таким образом, уравнение (1) характеризует приближенную трактовку вопроса для установившегося процесса. Однако даже в этом, последнем, случае имеется много усложняющихся факторов, особенно если условие пассивности переносимой субстанции не выполняется, что встречается довольно часто.

Пассивными субстанциями можно считать пыль и в первом приближении водяной пар (хотя плотность влажного воздуха при той же температуре и давлении меньше сухого, а на пыль, помимо турбулентных вихрей, действует сила тяжести). Пассивная субстанция должна обладать тремя свойствами: а) сохранения количества при переносах, б) неуничтожаемости, в) независимости  $K$  от концентрации субстанций. Мелкая пыль, дым или туман, взвешенные в воздухе, удовлетворяют этим условиям наиболее полно, но при явлениях конденсации пара, коагуляции туманов и дымов вещество переходит в другие формы, на которые в дальнейшем начинает существенно сказываться сила тяжести. Свойство сохранения при переносах нарушается в связи с тем, что неуничтожаемость примеси принимает более общую форму закона сохранения вещества, но при этом меняется фазовое состояние и коллоидальные свойства примеси, а также может выделяться или поглощаться некоторое количество энергии, влияющее на обмен.

Еще в большей степени нарушается принцип пассивности субстанции при переносах тепла в атмосфере, хотя уравнением (1) широко пользуются. В самом деле, влияние лучистого теплообмена в атмосфере нарушает правило сохранения субстанции при переносе. Выделение и поглощение тепла при фазовых превращениях атмосферной воды, превращение энергии движения в тепловую при диссипации и т. п. нарушают принцип неуничтожаемости в элементарном виде и придают ему более общий вид закона сохранения энергии. Наконец, с переносами тепла связано изменение плотности в атмосфере, возникновение сил Архимеда, в силу чего между коэффициентом турбулентности и градиентом температуры возникает определенная связь. Эта связь подробно исследована в работах М. И. Будыко и М. И. Юдина [8] и др. Ею вызывается так называемый вентильный эффект, разрешающий известный парадокс В. Шмидта, приводивший к нелепому предположению, что земля нагревается от атмосферы, но в свое время получивший большое распространение. Это недоразумение было следствием недоучета корреляционной связи между коэффициентом турбулентности и вертикальным градиентом температуры.

Не менее своеобразны закономерности переноса количества движения в атмосфере. Количество упорядоченного движения можно рассматривать как пассивную субстанцию, по существу, лишь в том случае, когда оно переносится в направлении, перпендикулярном самому движению, т. е. когда оно само не участвует в переносе. Обладая свойством сохранения, оно не имеет свойства неуничтожаемости, так как может иметь разные знаки, и равные количества движения противоположных знаков взаимно уничтожаются, а связанная с ними энергия переходит в энергию пульсаций или диссипирует в тепло. Сохранение количества движения сопровождается, как известно, диссипацией кинетической энергии.

В самом деле, если имеет место перенос кинетической энергии (для простоты рассмотрим движение в одном каком-либо направлении  $x$ ), то для энергии единицы массы  $E$  можно написать

$$\frac{\partial E}{\partial t} = K \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (2)$$

Выразим энергию единицы массы через скорость

$$E = \frac{w^2}{2}; \quad w = \frac{\partial w}{\partial t} = KE \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + K \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2. \quad (3)$$

Сравнивая (3) с (1), при  $w$ , взятом в одном измерении, замечаем, что в формуле (3) имеется принципиально новый член  $K \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2$ , отражающий диссипацию упорядоченного движения в тепло или турбулентные пульсации при переносе. При составлении уравнения количества движения для упорядоченного движения мы не рассматриваем вопрос о закономерности переноса самих пульсаций скорости. Между тем ясно, что, если энергетическая напряженность пульсаций в разных частях пространства различна, их энергия должна выравниваться в соответствии с закономерностями турбулентного обмена. В турбулентной атмосфере диссипация кинетической энергии в тепло имеет место лишь среди самых мелких атмосферных вихрей. В процессе же турбулентного движения некоторое время происходит трансформация самих вихревых пульсаций с сохранением количества кинетической энергии на единицу массы. Но одновременно при отсутствии смещения должен сохраняться и модуль количества движения пульсаций<sup>1</sup>. Каждая материальная частичка, участвующая в таком движении, может изменять направление своего движения; поступательное движение может переходить во вращательное движение вихрей, передаваться другим частицам, но не уничтожаться. Энергия такого пульсационного поля на единицу массы будет равна половине квадрата скорости упорядоченного движения плюс дисперсия поля скоростей, характеризующая пульсации. Таким образом, при одной и той же средней скорости турбулентная атмосфера более энергоемка, чем ламинарная среда. В силу сохранения кинетической энергии пульсаций пульсации количества движения отдельных материальных частиц в объеме единицы массы складываются геометрически независимо от направления пульсаций. Очевидно, что и приращение скоростей пульсаций в объеме единицы массы должно геометрически складываться с количеством движения пульсаций, в нем заключенным. Противоположно направленные пульсации образуют как бы пары, дающие начало вихрям (аналогичные парам сил). В то же время кинетическая энергия пульсаций должна удовлетворять условиям сохранения при переносе и неуничтожаемости. Естественно ожидать, что поток кинетической энергии на единицу массы пульсаций также удовлетворяет уравнению

$$P \left( \frac{1}{2} \Pi^2 \right) = K \frac{\partial}{\partial s} \left( -\frac{\Pi^2}{2} \right) = K \Pi \frac{\partial \Pi}{\partial s},$$

где  $\Pi$  — скорость пульсаций, а  $P$  — символ потока, откуда

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \left( K \Pi \frac{\partial \Pi}{\partial s} \right). \quad (3a)$$

<sup>1</sup> Если количество движения двух частиц полностью обменивается, то процесс не изменится, но любое выравнивание количеств движения частиц приводит к диссипации энергии.

В частном случае, рассмотренном выше, если  $K$  постоянно, получим

$$\frac{\partial P}{\partial t} = K \frac{\partial^2 \Pi}{\partial s^2} + \frac{K}{P} \left( \frac{\partial \Pi}{\partial s} \right)^2, \quad (36)$$

что полностью аналогично (3).

Таким образом, и в случае переноса пульсаций пульсациями, и в случае переноса вихрей пульсациями в расчет войдет диссипационный член  $K \left( \frac{\partial \Pi}{\partial s} \right)^2$ .

Этот диссипационный эффект при условии, что переход пульсаций в тепло пока исключим, заключается, очевидно, в уменьшении масштабов пульсаций, в связи с чем будет дополняться спектр их распределения в интервале между их первоначальными масштабами  $+L$  и  $-L$ , что статистически будет выражаться в увеличении эксцесса распределения или в появлении асимметрии в распределении. Равенство среднего и среднего квадратического значений пульсации, отмечаемое уравнениями (2) и (3); может наступить лишь при предельно низком значении эксцесса. Пределом же распределения пульсаций будет, видимо, нормальное распределение в соответствии с теоремой Ляпунова.

## 2. Прямой расчет диссипации пульсаций

Поскольку введение коэффициента обмена является определенной стилизацией действительности, попробуем вывести формулы (3), (3а) и (3б) методом прямого вычисления потоков.

А. Допустим, что переносится субстанция векторного характера, и безразличные к направлению переноса (например, перенос вихрей в плоскости, им перпендикулярной, или перпендикулярной их осям) поток модуля  $\omega$  и поток  $\omega^2$  на единицу массы будут иметь вид

$$P(\omega) = \overline{\Pi_i |\omega_i|} = \sigma_{\Pi} \sigma_{|\omega|} r_{\Pi |\omega|},$$

$$P(\omega^2) = \overline{\Pi_i \omega_i^2} = \sigma_{\Pi} \sigma_{\omega^2} r_{\Pi (\omega^2)},$$

где  $\Pi_i$  — пульсации скорости переноса.

Соотношение между  $\sigma_{|\omega|}$  и  $\sigma_{\omega^2}$ , как известно из теории вероятности, зависит от меры крутости распределения  $\omega$ . Эти потоки, так же как в ранее рассмотренном случае, когда их выражали через  $K \frac{\partial \omega^2}{\partial s}$  и  $\frac{\partial |\omega|}{\partial s}$  или  $K \frac{\partial \omega}{\partial s}$ , различны, и соотношения между ними зависят от эксцесса распределения, а производные этих потоков по  $s$  будут зависеть от производной от эксцесса  $E_s$ . Это изменение спектра пульсации  $\omega$  или  $|\omega|$  в сторону появления возмущений малых масштабов, дополняющих спектр между  $\omega_{+\max}$  и  $\omega_{-\max}$  и увеличивающих крутость распределения, и есть отражение диссипации фактора  $\omega$ . Для этого  $\omega$  может быть даже не вектором, а отклонением от нормы некоторой безразличной субстанции<sup>1</sup>.

Таким образом, качественно изменение формы представления потоков дела не меняет. Если же  $\omega$  — некоторая скорость, то изменение крутости распределения характеризует диссипацию энергии.

Б. Допустим теперь, что мы рассматриваем распространение пульсаций скорости в некоторой среде. При этом законно за путь смещения в данном направлении  $s$  принять масштаб  $l_s$ , при котором частицы

<sup>1</sup> Например, если  $\omega$  — отклонение от нормы влажности, то  $\omega^2$  характеризует дисперсию этих отклонений.

в среднем утрачивают возможность непрерывно распространяться в направлении  $s$ , т. е. вся их энергия или диссипирует, или, если можно пренебречь диссипацией в движениях, в которых участвует частица, она в среднем начинает двигаться в направлении, перпендикулярном первоначальному, в силу чего можно говорить лишь о приращении модуля скорости в результате переноса, а не о приращении данной составляющей скорости по существу. Здесь как будто должна исчезнуть разница между переносом скорости и энергии, если не учитывать переход поступательного движения частиц во вращательное и диссипацию в тепло.

Поток модуля скорости и кинетической энергии  $k$  может быть выражен в данном случае следующим образом:

$$P(|\Pi|) = \overline{\Pi k}$$

$$P\left(\frac{\Pi^2}{2}\right) = \Pi_i \frac{\Pi_i^2}{2} = \overline{\Pi \frac{|\Pi_i|^2}{2}} = S_c \sigma_{\Pi}^3,$$

где  $S_c$  — асимметрия распределения  $\Pi P|\Pi|$  также зависит от асимметрии распределения, хотя и выраженной через другую характеристику. Изменение обоих потоков  $P(|\Pi|)$  и  $P\left(\frac{\Pi^2}{2}\right)$  по  $s$  зависит от изменения меры асимметрии  $S_c$  и как будто не зависит от диссипации, выраженной через эксцесс.

Первая схема в применении к переносу модуля вектора предполагает, что переносимый вектор перпендикулярен вектору переноса. Такому условию, в частности, удовлетворяют и вихри, переносимые в плоскости их вращения. Тогда в точке, куда переносится вихрь, направление ветра может оказаться различным в зависимости от того, какая часть вихря пройдет через данную точку, или меняться при его прохождении. Пульсационные же скорости, переносящие вихри, могут быть связанными с внутренними свойствами самих вихрей, взаимодействующих со средой. Их движение может быть связано с фрикционными моментами. В атмосфере диффузия вихрей вызывается часто различием в температуре вихрей и среды или (в макротурбулентности) более сложными процессами перераспределения энергии в процессе общей циркуляции (движение циклонов и антициклонов).

Переход от статистического выражения для потока  $P(\omega)$  к выражению через коэффициент обмена производится довольно просто

$$P(\omega) = \overline{\Pi |\omega|} = \Pi l \frac{|\omega(s+l)| - |\omega(s-l)|}{2l} \approx \frac{1}{2} K \frac{\partial |\omega|}{\partial s} \quad (4a)$$

при условии постоянства  $K = \overline{\Pi l}$ .

Схема Б также может быть представлена через коэффициент обмена. В этом случае

$$P(|\Pi|) = \overline{\Pi_i |\Pi_i|}.$$

Наличие асимметрии предполагает, что число положительных и отрицательных пульсаций, вообще говоря, различно. Однако условие  $\overline{\Pi_i} = 0$  требует, чтобы различия в повторяемости пульсаций различных знаков компенсировались их скоростями, так что математическое ожидание движения частиц равно нулю. Следовательно, всегда можно считать, что число частиц, протекающих через данную точку в обе стороны, одинаково и число частиц, переносящих  $|\Pi_i|$  на некоторое расстояние  $l$  (путь смещения точки — масштаб движения), также будет одинаково. Следовательно, если масса каждой частицы равна  $m$ ,

$$P(|\Pi|) = \overline{m \Pi_c |\Pi_i|} = \Pi l \frac{m [|\Pi_i(s-l)| - |\Pi(s-l)|]}{2l} \approx \frac{1}{2} K \frac{\partial |\Pi|}{\partial s}. \quad (46)$$

Смысл бездиссипационной схемы, объединяющей  $P(|\Pi|)$  и  $P(\Pi^2)$ , при переменном  $K$ , зависящем от  $|\Pi|$  и, следовательно, от  $s$ , очевидно, сводится к тому, что изменения коэффициента обмена компенсируют затраты на диссипацию. В самом деле,

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial s} P(\Pi) &= \frac{\partial}{\partial s} K \frac{\partial |\Pi|}{\partial s} = K \frac{\partial^2 |\Pi|}{\partial s^2} + \frac{\partial K}{\partial s} \cdot \frac{\partial |\Pi|}{\partial s} = \frac{\partial |\Pi|}{\partial t}, \\ \frac{\partial}{\partial s} P\left(\frac{|\Pi|^2}{2}\right) &= \frac{\partial}{\partial s} K \frac{\partial |\Pi|^2}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} K |\Pi| \frac{\partial |\Pi|}{\partial s} = K |\Pi| \frac{\partial^2 |\Pi|}{\partial s^2} + \\ &+ \frac{\partial K}{\partial s} |\Pi| \frac{\partial \Pi}{\partial s} + K \left(\frac{\partial \Pi}{\partial s}\right)^2 = |\Pi| \frac{\partial |\Pi|}{\partial t}.\end{aligned}$$

Но если

$$K \frac{\partial^2 |\Pi|}{\partial s^2} + \frac{\partial K}{\partial s} \cdot \frac{\partial |\Pi|}{\partial s} = \frac{1}{\Pi} \left[ K |\Pi| \frac{\partial^2 \Pi}{\partial s^2} + \frac{\partial K}{\partial s} |\Pi| \frac{\partial \Pi}{\partial s} + K \left(\frac{\partial \Pi}{\partial s}\right)^2 \right],$$

то

$$\frac{K \frac{\partial \Pi}{\partial s}}{\Pi} = 0,$$

что может быть лишь при  $K=0$ , или  $\frac{\partial}{\partial s} \Pi = 0$ .

Следовательно, бездиссипационная схема в непрерывной среде не существует.

Схемы, рассмотренные выше, также имеют диссипацию. Если допустить, например, что

$$\frac{\partial K}{\partial s} |\Pi| \frac{\partial |\Pi|}{\partial s} + K \left(\frac{\partial |\Pi|}{\partial s}\right)^2 = 0,$$

то

$$K = \frac{c}{\frac{\partial \Pi}{\partial s}},$$

т. е. поток количества движения будет постоянным, но тогда опять-таки поток количества движения на единицу массы окажется не равным корню квадратному из потока энергии на единицу массы

$$\begin{aligned}P(\Pi) &= \frac{\partial}{\partial s} \left( K \frac{\partial \Pi}{\partial s} \right) = K \frac{\partial^2 |\Pi|}{\partial s^2} + \frac{\partial K}{\partial s} \left| \frac{\partial \Pi}{\partial s} \right| = K \frac{\partial^2 \Pi}{\partial s^2} - \frac{K}{|\Pi|} \left( \frac{\partial \Pi}{\partial s} \right)^2, \\ P \left| \frac{\Pi^2}{2} \right| &= K \frac{\partial \Pi^2}{\partial s^2} |\Pi|.\end{aligned}$$

Дело в том, что, хотя и  $P(\Pi)$  и  $P\left(\frac{\Pi^2}{2}\right)$  оба зависят от  $s$ , эти зависимости неодинаковы и неучтенная при этом часть энергии и идет на диссипацию.

В самом деле

$$\begin{aligned}\frac{\partial P(\Pi)}{\partial s} &= \overline{|\Pi_i| \frac{\partial \Pi_i}{\partial s}} + \overline{\Pi_i \frac{\partial |\Pi_i|}{\partial s}}; \\ \frac{\partial P\left(\frac{\Pi^2}{2}\right)}{\partial s} &= \overline{\left| \frac{\Pi_i^2}{2} \right| \frac{\partial \Pi_i}{\partial s}} + \overline{|\Pi_i| \Pi_i \frac{\partial |\Pi_i|}{\partial s}} \approx \overline{|\Pi_i|} \left| \frac{\partial P(\Pi)}{\partial s} \right| - \\ &- \frac{1}{2} \overline{|\Pi_i| \frac{\partial \Pi}{\partial s}}.\end{aligned}$$

Поскольку корреляция между  $\frac{\partial \Pi}{\partial s}$  и  $|\Pi_i|$  отрицательная, второй член в скобках представляет дополнительную добавку к потоку энергии, что и требовалось доказать.

Диссипация неизбежна как следствие второго закона термодинамики, частным проявлением которого диссипация и является.

Только в масштабе молекул переход поступательного движения во вращательное и обратно полностью обратим, как об этом говорит кинетическая теория газа. Пока же имеется вероятность уменьшения масштаба движения, имеет место и диссипация. Строго говоря, возрастание диссипации вследствие противоречивости законов сохранения энергии и количества движения является формулировкой второго закона термодинамики для непрерывных сред. Перенос кинетической энергии от одного тела к другому, находящемуся на ином энергетическом уровне, на этом основании неизбежно должен сопровождаться изменением формы части энергии, так как среднее количество движения обоих тел не вмещает среднее количество кинетической энергии. Поскольку подобный перенос сопровождается смешением, то избыток кинетической энергии переходит сначала в пульсации (неравномерное распределение энергии в среде приводит, как мы видели, к ее большей энергоемкости), а затем в силу продолжения процесса измельчение масштаба пульсаций останавливается на уровне, где среда приобретает дискретный характер (молекулярный уровень), где переход поступательного движения во вращательное полностью обратим и где дальнейшего дробления масштабов происходить не может. Отсюда характеристикой энтропии  $\Phi$  или сходного с ней понятия о мере диссипации можно взять отношение количества живой силы, получающейся при изменении распределения пульсаций, к энергетическому уровню на единице площади в единицу времени

$$d\Phi = \frac{dQ}{T} ds,$$

заменяя, согласно формулам Больцмана,

$$T = \frac{mv_1^2}{3k},$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, равная  $k = 1.3810^{-16}$  эрг/градус,

$$dQ = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Здесь  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности, а  $T$  — абсолютная температура. Находим, что  $d\Phi$  можно получить пропорциональным не только  $d \ln T$ , но и  $d \ln v^2$ , т. е. пропорциональным градиенту количества движения между двумя средами и обратно пропорциональным уровню количества движения. Это легко получить и непосредственно из теоремы Нернста, поскольку энтропия

$$\Phi = \int_0^T \frac{c_p dT}{T}.$$

### 3. Дифференциальные уравнения диффузии пульсаций скорости

Вернемся к вопросу о переносе модуля количества движения пульсаций. Пусть по-прежнему диссипацией в тепло в рассматриваемой области масштабов можно пренебречь, тогда в процессе переноса может быть изменение направления пульсаций, но не их уничтожение. Допустим при этом, что направление пульсаций нас не интересует. Кроме

того, допустим, что нас интересуют лишь пульсации определенного спектра пульсаций и не интересуют более мелкие пульсации и что направление пульсаций в процессе переноса меняется случайным образом, в силу чего направление перенесенных пульсаций практически независимо от того, которое в движущейся частице или вихре имелось в начальный момент, т. е. начальное состояние поля пульсаций и его приращение должны складываться геометрически. Первое из условий удовлетворяется, если мы будем рассматривать перенос количества движения  $P$  на единицу массы, а не энергию этого переноса  $\frac{1}{2} P^2$ . Второе условие удовлетворяется при условии мнимости  $K$ , при котором приращение и сама исходная функция складываются геометрически как взаимно перпендикулярные векторы. После этого окончательно получаем для постоянного  $K$  уравнение

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = iK \Delta \Pi, \quad (5)$$

или при переменном  $K$  — уравнение типа Фикка с мнимыми коэффициентами  $K_x$ ,  $K_y$  и  $K_z$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = i \left( \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial \Pi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial \Pi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right). \quad (5a)$$

Рассмотрим одномерный случай уравнения (5)

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = iK \frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = i \frac{\partial}{\partial K} \left( K \frac{\partial \Pi}{\partial x} \right). \quad (7)$$

Для одномерной схемы мнимость коэффициента турбулентной диффузии допускает и другую трактовку по сравнению с изложенной выше, являющуюся в некотором роде частным случаем предыдущей, а именно поворот вектора приращения на  $90^\circ$  по сравнению с вектором  $P$ . Если в прежней трактовке комплексность функции  $P$  не имела определенного физического смысла, а нас интересовал лишь модуль  $\Pi$ , то в данной трактовке речь идет о реальном повороте некоторой скорости. Однако схемы, получаемые на основании последней трактовки, выглядят довольно искусственно. Это схемы системы колес, энергия движения которых передается от одного к другому посредством трения. Однако как элемент спектрального разложения масштабов вихрей такая трактовка, вероятно, допустима и, как увидим дальше, имеет даже некоторое отношение к макротурбулентности в атмосфере при наличии силы Кориолиса. Для многомерных схем такая трактовка принципиально невозможна. Вернемся к уравнениям (6) и (7). Уравнения (5) и (6) аналогичны дифференциальному уравнению Шредингера, а (5a), (7) представляют более сложные уравнения сходного типа. Учитывая, что решения уравнений типа (5), (6) в квантовой механике хорошо изучены, воспользуемся для исследования их аналогичными приемами с учетом, однако, возможности более общей постановки вопроса в теории турбулентности по сравнению с квантовой механикой, которая проявляется даже при исследовании простейших уравнений.

Различия между квантовой механикой и теорией турбулентности и более общий характер уравнений в последней видны в том, что  $\frac{\hbar}{2m}$ , играющая роль  $K$  в уравнении Шредингера, зависит не от координат,

а лишь от массы исследуемой частицы и мировой универсальной константы  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , где  $h$  — постоянная Планка. В теории турбулентности  $K$  может зависеть и от времени.

Далее волновая функция  $\psi$ , входящая в уравнение вместо  $\Pi$ , используется лишь в нормированном виде. Уравнения же, выведенные автором, имеют определенный физический смысл и без нормировки (о смысле самой нормировки мы узнаем позднее). Наконец, и в выборе решений в квантовой механике, и в теории турбулентности имеется большая разница. В квантовой механике используются преимущественно периодические решения уравнений (5) и (6), хотя исследуется и рассеяние волновых пакетов. Нас же будет преимущественно интересовать именно это последнее обстоятельство. Тем не менее использование приемов, разработанных в квантовой механике, для анализа уравнения (6), а в некоторых случаях и обобщение их на (7) будет весьма полезным тем более, что те небольшие изменения, которые приходится вносить в трактовку решений уравнения (6), легко выполнить по ходу решения задачи. Частные решения уравнений типа (6) в квантовой механике находят, полагая  $\psi = u(x) f(t)$  [9]. Тогда получим

$$u \frac{\partial f}{\partial t} = iK f \frac{\partial^2 u}{\partial x^2},$$

откуда

$$\frac{\frac{\partial f}{\partial t}}{f} = iK \frac{\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}}{u} \quad (8)$$

В нашем случае обе части уравнения имеют размерность силы, отнесенной к единице массы (ускорению), в квантовой же механике ее подгоняют к размерности энергии, причем в силу независимости  $x$  от  $t$  обе части уравнения должны равняться одному и тому же ускорению  $j$ , не зависящему от времени и координат.  $j$  может принимать различные значения (уровень сил), причем, в отличие от квантовой механики, здесь имеют смысл решения как с действительными, так и с мнимыми комплексными  $j$ . Если положить  $j$  равным мнимому числу  $i\gamma$ , то уравнение (8) разбивается на два

$$\frac{\frac{\partial f}{\partial t}}{f} = i\gamma, \quad (9)$$

и

$$K = \frac{\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}}{u} = \gamma. \quad (9a)$$

Решение уравнения (9) дает лишь поворот вектора скорости, показывая, что модуль вектора скорости от времени не зависит. Такое решение мы вправе считать стационарным. Для этого случая уравнение (9) дает решение для положительного  $\gamma$

$$u = c_1 e^{-\sqrt{\frac{\gamma}{K}} x} + c_2 e^{\sqrt{\frac{\gamma}{K}} x} \quad (10)$$

Если же  $\gamma$  отрицательно, то решение приобретает вид

$$u = c_1 \cos \sqrt{\frac{-\gamma}{K}} x + c_2 \sin \sqrt{\frac{-\gamma}{K}} x, \quad (10a)$$

что характеризует периодические центры повышенных и пониженных



противоположно направленных пульсаций (система вихрей с разным направлением вращения).

Каков физический смысл рассматриваемых уравнений?

Интегрируя уравнение (9а), можно получить, что

$$K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \gamma u,$$

$$Ku'^2 = \gamma u^2 + c. \quad (11)$$

Умножая первое из этих уравнений на  $u$  и вычитая из второго, получим

$$Ku'^2 = \gamma u^2 + c.$$

Общее решение при  $c \neq 0$ , в частности при  $\gamma < 0$  и при  $\gamma > 0$ ,  $c_1 \neq 0$ ,  $c_2 \neq 0$  ф. (10), соответствует постоянному притоку энергии в поле скоростей и интереса не представляет.

При отсутствии притока энергии

$$Ku'^2 - Ku \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \quad (12)$$

т. е. количество энергии, поступающее в данную точку за счет переноса, равняется расходу на диссипацию вихрей, что и является условием стационарности поля пульсаций.

Таким образом, мы, строго говоря, имеем дело с полем, с источником, поддерживающим определенный спектр вихрей. Но тот же самый смысл имеет и стационарное уравнение Шредингера. Источником и стоком (диссипацией), видимо, является там взаимодействие частицы и волнового поля. Такой точки зрения придерживается, в частности, Д. Бом [10]. Автор не берется судить, насколько эта точка зрения правильна, однако в любом случае общность математических выражений для переноса пульсаций скорости и частиц микромира позволяет дать условно наглядную модель, исходя из особенностей процессов в турбулентной среде. Нормировка решений уравнения Шредингера позволяет любое из нормирующихся решений рассматривать как стационарное, только уже не в плоскости, а в пространстве, т. е. сколько массы уходит в поле, столько и приходит из поля. Поскольку же нормировка переводит концентрацию некоторого ансамбля частиц в вероятности положения одной и той же частицы, то вероятность ухода частицы в поле в целом в пространстве оказывается равновероятной выходу ее из поля. В теории турбулентности это соответствует рассеянию некоторого количества кинетической энергии в окружающее пространство.

Уравнение (9а) легко дает и вид решений при наличии потенциальных сил, действующих на частицу (в нашем случае единицу массы). В этом случае условие равновесия будет действительно

$$K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - ju - gu = 0, \quad (13)$$

где  $g$  — ускорение какой-либо силы, например силы тяжести, сил Архимеда и т. п. Нетрудно видеть, что работа в единицу времени против сил  $g$  и будет  $gu$  на единицу массы. В квантовой же механике вид уравнения Шредингера, как и уравнения для свободной частицы, по существу не выводится.

Если  $j$  вещественно, то скорости меняются и в пространстве, и во времени, причем уровень турбулентности во времени изменяется систематически. Этого рода решения отсутствуют в атомной физике, так как они теряют смысл при нормировке.

Поступая аналогично предыдущему, находим выражение для изменения модуля скорости во времени

$$\frac{\frac{\partial f}{\partial t}}{f} = j.$$

или

$$f = ce^{\frac{x}{J}}. \quad (14)$$

Уравнения (14) характеризуют затухание или, наоборот, разгон турбулентных пульсаций под влиянием постоянных сил  $j$ .

Естественно, что возможно и частное решение уравнения (9) при комплексном  $j = \delta + \gamma i$ , которое будет характеризовать изменение интенсивности пульсаций во времени и в пространстве в силовом поле. На основании частных решений возможно сконструировать, как это делается для уравнения Шредингера, и общие решения уравнения (9).

Решение уравнения (9а) получается значительно сложнее, и в общем случае при переменном  $K$  замена  $\Pi = f(t) u(x)$  не дает возможности получить частные решения простейшего вида, так как уже при  $K = ax$  мы получаем дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами. Интересным является здесь стационарный случай при отсутствии силового поля ( $j=0$ ), тогда

$$u = \int \frac{c}{K} dx. \quad (15)$$

Учитывая, что  $\int \frac{dx}{K} = D$  — коэффициент диффузии, выражение (15) можно преобразовать

$$u = \frac{c}{D}, \quad (16)$$

с имеет размерность энергии в единице массы. Им может быть в приземном слое, в частности, напряжение трения. Отсюда видно, что в стационарном случае диффузия пульсаций происходит аналогично передаче упорядоченного количества движения.

Рассмотрим теперь при постоянстве  $K$  частное решение, характеризующее рассеяние относительно начала координат субстанции. Такое решение известно и в квантовой механике [9]. Решение уравнения (7) будем искать в виде

$$\Pi = a(t) e^{-b(t)x^2},$$

тогда, подставляя наше решение в (7), будем иметь

$$a'(t) e^{b(t)x^2} - ab'(t) x^2 e^{b(t)x^2} = [a(t) b^2(t) 4x^2 e^{b(t)x^2} - 2a(t) b(t) e^{b(t)x^2}] iK,$$

откуда, приравнивая члены при одинаковой степени  $x$ , имеем

$$\begin{aligned} -a'(t) &= 2a(t) b(t) iK, \\ a(t) b(t) &= -4a(t) b x^2 iK. \end{aligned}$$

Из второго уравнения сразу получаем

$$\frac{b'}{b(t)^2} = iK,$$

или

$$b = \frac{-1}{4(c_1 + iKt)}.$$

С другой стороны делением первого уравнения на второе находим

$$\frac{a'}{b'} = \frac{2a}{b},$$

откуда

$$a = c_2 b^{\frac{1}{2}},$$

и окончательное решение имеет вид

$$\Pi = \frac{c_2}{2(c_1 + iKt)^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{x^2}{4(c_1 + iKt)}}. \quad (17)$$

Как известно из квантовой механики, это уравнение принимает вид

$$\Pi(xt) = (2\pi)^{\frac{1}{4}} \left[ \sigma(0) + \frac{iKt}{\sigma(0)} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{4[\sigma(0)^2 + iKt]}}, \quad (18)$$

где  $\sigma(0)$  — начальное значение пространственного масштаба облака пульсаций. Плотность же кинетической энергии при этом равна

$$E(x_1 t_1) = 2\pi \left[ \sigma(0)^2 + \frac{K^2 t^2}{\sigma(0)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{2[\sigma(0)^2 + \frac{K^2 t^2}{\sigma(0)^2}]}}. \quad (19)$$

Таким образом, рассеяние облака пульсаций для больших интервалов времени возрастает приблизительно линейно. Это соответствует рассеянию пульсаций пропорционально  $\sqrt{t}$ , что соответствует, как известно, исчерпанию масштабов турбулентности (облако энергии расположено в покоящемся окружении). В квантовой механике формулы (18) и (19) связывают с принципом неопределенности. Чем меньше начальный масштаб облака, тем быстрее оно рассеивается со временем; применительно к турбулентности это простой результат нормировки решения. В самом деле, чем на меньший масштаб будет уложено данное количество энергии, тем большая разность, или больший градиент, получается с окружающей средой. Естественно, что поток энергии, рассеивающейся в пространстве, при этом увеличивается. Позднее это обстоятельство будет также связано с законом сохранения момента количества движения вихрей в атмосфере.

В рассмотренной выше схеме было показано, что смещение неизбежно приводит к диссипации, а полное смещение переводит часть движения в тепло. Вместе с тем мы допустили, что при распространении пульсаций происходит изменение направления движения без изменения модуля его скорости. Возникает вопрос, не противоречит ли это закону сохранения количества движения, которое как векторная величина должно распространяться в газовой среде в одну сторону безгранично, хотя и распределяясь на все более обширное сечение.

Если бы турбулентные движения в атмосфере совершались без участия сил, то движение должно было бы распространяться строго в одну сторону, а расстояние, на котором оно фактически затухало бы, определялось бы скоростью поперечного рассеяния потока, однако фактически закон затухания пульсаций совершенно иной. В схеме Тейлора, развитой, правда, для поперечного переноса количества движения, трансформация пульсаций происходит за счет возникающих в жидкости пульсаций давления. При этом постоянство количества движения, строго говоря, не соблюдается, а сохраняется постоянство вихрей. Эта схема приводит к уравнению в форме (1а) даже при переменном коэффициенте

турбулентности. В этом случае аналогия турбулентного движения с квантово-механическим оказывается более полной, чем рассмотренная выше. Но как известно, схема Тейлора в метеорологии только упоминается, но не используется, а употребляется схема Прандтля, в которой при поперечном переносе принимается сохранение количеств движений. Как же в этой последней схеме интерпретировать затухание пульсаций, имея в виду, что эти результаты можно будет обобщить и на распространение самих пульсаций? Это возможно, если допустить, что силы, ликвидирующие количества движения пульсаций, возникают при столкновении пульсаций противоположного направления. В этом случае при смещении количество движения пульсаций уничтожается, их энергия переходит в тепло или в вихревое движение более мелких масштабов, а переносимая ими поперечная составляющая количества движения остается на уровне, где произошло столкновение.

Подобная схема прекращения распространения пульсаций в данном направлении естественна и для процесса, рассматриваемого нами. При этом смена направления движения также может определяться столкновением противоположно направленных пульсаций, причем если этот процесс не сопровождается переходом в тепло и подобное столкновение нельзя рассматривать как упругое соударение, то он должен сопровождаться переходом поступательного движения в вихревое с сохранением уже момента количества движения, что практически и приводит к изменению направления движения пульсаций и, по-видимому, сопровождается также пульсациями в поле давления. Таким образом, рассмотренная выше схема не входит в противоречие с законами физики и, в частности, турбулентного движения. Другое дело, если вязкостью жидкости можно пренебречь и напряжение трения равно нулю. В этом случае количество движения в струе будет строго сохраняться, пока энергия струи полностью не перейдет в тепло.

#### 4. Другая сторона уравнения мнимой диффузии

Соображение о смысле стационарных решений уравнения Шредингера при осуществлении нормировки дает возможность дать еще одну интерпретацию мнимой диффузии, находящуюся в полном согласии с изложенным выше. Смысл нормировки — неизменность общего количества вещества или его движения в пространстве. В то же время мнимость коэффициента диффузии показывает, что движущиеся частицы, или сами скорости, в процессе изменения поля переходят в качественно иное состояние — полностью обратимое при осуществлении нормировки и более или менее необратимое в других случаях. В примерах, рассмотренных автором, «обратимым» преобразованием мог явиться переход приращения из разряда скоростей вдоль одной оси в скорость вдоль другой оси — преобразование направления движений без изменения их масштаба. Не вполне обратимой является потеря направления пульсации, когда она поворачивается на неопределенный угол в процессе переноса, поскольку в процессе подобного переноса происходит измельчение (диссипация энергии в результате трансформации) масштабов пульсационного движения. Как мы видели выше, для непрерывной среды рост диссипации в процессе диффузии является неизбежным и при диффузии скоростей происходит как выравнивание средней кинетической энергии в пространстве, так и изменения масштабов движения. Оба процесса отражают частные стороны второго начала термодинамики, которое требует, чтобы движение вещества стремилось приблизиться к беспорядочному движению молекул, выравненному в пространстве. Необратимый про-

процесс измельчения масштабов в термодинамике непрерывной среды становится обратимым в кинетической теории газов, когда рассеяние энергии газа с большей средней скоростью движения молекул (области высоких температур) сопровождается переходом части поступательного движения молекул во вращательное, что соответствует понятию диссипации для более крупных масштабов движения. Однако, поскольку дальнейшего уменьшения масштабов здесь уже происходить не может, энергия вращательного движения здесь также постоянно переходит в энергию поступательного движения в процессе столкновения молекул, и в этом смысле диссипация и восстановление движения компенсируются, как и в квантовой механике. Видимо, более тесные аналогии с квантовой механикой могут быть получены в кинетической теории газов (другие такие же, как известно, образуются в оптике). На наличие подобных аналогий в свое время указал Б. И. Давыдов [11]. Аналогии, возникающие в вихревых движениях крупных масштабов, которые рассматриваются в метеорологии, более далеки, хотя и позволяют использовать аппарат квантовой механики для получения ряда выводов. Эта аналогия может становиться более тесной, когда стационарность суммарной энергии вихревого поля поддерживается притоком в него энергии, компенсирующей диссипацию. В таком положении находится, например, атмосферная циркуляция.

### 5. Некоторые особые случаи мнимой диффузии, встречаемые в метеорологии

Общим случаем диффузии с мнимым коэффициентом, рассмотренным выше, является перенос субстанции, векторные свойства которой меняются в процессе переноса или вообще оказываются неопределенными — такую диффузию можно охарактеризовать «переносом неведомо чего». В метеорологии возможна и другая мнимая форма диффузии, которую можно охарактеризовать «переносом неведомо куда». В самом деле, благодаря отклоняющей силы земного вращения ветер в свободной атмосфере стремится направиться вдоль изобары с тем или другим отклонением, связанным главным образом с инерционностью потока, а у поверхности земли — с силой трения. Поскольку трение воздуха вдоль изобарической поверхности, вообще говоря, не должно менять поля давления, то решения этого типа в принципе должны быть стационарными. Примером такого стационарного решения может быть расчет изменения ветра с высотой до уровня геострофического ветра в турбулентной атмосфере, произведенный М. И. Юдиным и М. Е. Швецом [4]. Сами авторы рассматривают употребленный ими прием как искусственный, облегчающий решение системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} K_1 h \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega u - v &= 0 \quad (z \geq h) \\ K_1 h \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega v - u &= -2\omega_z V_g \quad (z \geq h) \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где  $K_1$  — коэффициент турбулентности на единичной высоте;  $h$  — высота приземного слоя, в котором коэффициент обмена возрастает линейно с высотой, ось  $x$  направлена по изобаре, вектор горизонтального изменения давления не зависит от высоты и ускорения движения отсутствуют;  $u$  и  $v$  — составляющие реального ветра;  $\omega_z$  — составляющая угловой скорости вращения земли;  $V_g$  — геострофический ветер.

Вводя обозначение

$$W = u + iv,$$

авторы приходят к уравнению

$$K_1 h \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - 2 \omega_z i W = -2 \omega_z i v,$$

или

$$i K_1 h \frac{\partial^2 (W - V_g)}{\partial z^2} = -2 \omega (W - V_g), \quad (20a)$$

напоминающему стационарное решение мнимой диффузии, рассмотренное выше. Однако легко показать, что данное решение не является частным решением уравнения мнимой диффузии (7), так как временная изменчивость  $(W - V_g)$  получилась бы тогда реальной. Нельзя этот случай рассматривать и как частное решение обычного уравнения диффузии, так как хотя временная составляющая  $(W)$  дала бы мнимое решение, мнимость в данном случае дает уже не случайный, а вполне реальный поворот ветра, который из решения не вытекает. Следовательно, это совершенно особый случай, могущий существовать только как стационарный, аналогичный частному случаю, уже упоминавшемуся выше для предыдущей схемы.

Другим подобным случаем является уравнение с комплексной диффузией, полученное для вертикального же профиля ветра Сакакибарой [12], исходящим из предположения, что сила трения в атмосфере направлена под углом, отличным от  $180^\circ$ , к направлению движения. Физический смысл их решения остается неясным, но, по-видимому, здесь дело в том же повороте ветра с высотой, как и в случае М. Е. Швеца и М. И. Юдина, только решение проведено более формально. Действительно, в турбулентной атмосфере сила трения не только уменьшает, но и поворачивает ветер. Аналогичных решений в атомной физике не имеется.

## 6. Анализ соотношения неопределенности

Формула (17), полученная автором в качестве примера, позволяет углубить аналогию между диффузией пульсаций скорости и квантовой механикой. Полученное решение соответствует изменению минимизирующего пакета во времени, т. е. прямо связано с принципом неопределенности. Не предпринимая вопроса о смысле принципа неопределенности в квантовой механике и оставляя в стороне пока полный объем приложимости этого принципа к теории турбулентности, к чему вернемся позднее, рассмотрим сейчас лишь те его стороны, которые непосредственно связаны с уравнением диффузии с мнимым коэффициентом.

Как известно [4], соотношение неопределенностей между средним квадратическим значением неопределенности координат и неопределенностью импульса доказывается, исходя из соотношения

$$\int \Delta x^2 dx \int \Delta p^2 dx \geq \left| \int \Delta p \Delta x dx \right|. \quad (21)$$

Известно, что это неравенство обращается в тождество при  $\Delta x = \gamma \Delta p$ , что соответствует тому случаю, когда модуль коэффициента корреляции между  $\Delta p$  и  $\Delta x$  равен единице, тогда

$$|\Delta x| |\Delta p| = \frac{1}{2} \hbar.$$

Однако в статистической трактовке этого результата встречается некоторое затруднение. В самом деле,

$$\Delta x^2 \Delta p^2 = \Delta x^2 \Delta p^2 + \sigma_{\Delta x^2}^2 \sigma_{\Delta p^2}^2 r_{\Delta x^2 \Delta p^2}^2 \approx \sigma_x^2 \sigma_p^2 (1 + 2r^2). \quad (22)$$

Поэтому при вещественном  $r$  выражение (21) дает не минимум, а максимум  $\Delta x^2 \Delta p^2$ .

Действительно, в квантовой механике показывают, что  $\gamma$  должно быть мнимым отрицательным числом. Но в таком случае выражение (22) при  $|r|=1$  становится отрицательным для всех значений эксцесса больших —2. По смыслу же задачи данное выражение должно оставаться положительным. В рамках самой квантовой механики вследствие недостаточного знания структуры исследуемых величин данный парадокс разрешить трудно, но он находит простое решение для рассмотренной выше схемы диффузии пульсационных скоростей (случай переноса «неведомо чего»).

В самом деле, мнимость соотношения между путем смещения пульсации  $l$  и скоростью пульсации  $v$  здесь означает лишь неопределенность направления переносимой пульсации, а постоянство  $\gamma$  означает определенный коэффициент корреляции (в данном случае равный  $-1$ ) между модулем пульсации и ее масштабом. В этом случае большим масштабам пульсаций соответствуют малые масштабы скоростей, и наоборот. Естественно, что изменчивость такого произведения должна быть наименьшей как по абсолютной величине, так и в масштабе коэффициента турбулентности. Коэффициент корреляции между масштабом пульсации  $L$  и ее скоростью  $v$  выразится так:

$$r_{\Pi L} = \frac{r_L r_{\Pi} [\cos(\varphi_L + \varphi_{\Pi})] + i \sin(\varphi_L - \varphi_{\Pi})}{\sqrt{r_L^2 r_{\Pi}^2}},$$

где  $r_L$  и  $r_{\Pi}$  — модуль  $L$  и  $v$ , а  $\varphi_L$  и  $\varphi_{\Pi}$  — соответствующие аргументы. Если, как мы условились, величина  $\varphi_L + \varphi_{\Pi}$  может с одинаковой вероятностью принимать любые значения, то

$$r_{\Pi L} = 0,$$

что уже доказывает минимальность выражения (22), причем  $|r_{\Pi}| = K$ , которое, как мы видели выше, соответствует  $\frac{h}{2m}$ .

Малая изменчивость выражения  $l_{\Pi}$  показывает, что в данном случае  $K$  определяется из данной совокупности наблюдений наиболее точно.

Выясним физический смысл отсутствия корреляционной связи между  $L$  и  $v$ , обусловленной независимостью их направлений. Очевидно, что при всяком реальном продвижении частиц воздуха между  $L$  и  $v$  должна возникать положительная корреляционная связь по направлению. И лишь в том случае, если пульсации скорости распространяются без распространения вещества, эта связь будет отсутствовать. Следовательно, условие минимума  $l_{\Pi}$  соответствует колебательным движениям частиц, передающих кинетическую энергию. Для микро- и мезотурбулентности это отвечает трансформации вихрей, при которой за счет вихревых движений больших масштабов создаются вследствие диссипационного трения вихри меньших масштабов. В области макротурбулентности нечто похожее может развиваться вблизи фронтальных зон, где будут зарождаться вихри масштабов, меньших планетарного. Колебательный характер движения частиц при поступательном перемещении порций энергии имеет здесь место и при наличии волн давления, при которых, например, циклон, как состояние барического поля, в своем движении вовлекает все новые частицы. Таким образом, распространение пульсаций скорости, удовлетворяя уравнению мнимой диффузии, отвечает и всем его следствиям, которые до сих пор наблюдались лишь в области квантовой механики. Само же отношение неопределенности говорит

о том, что, чем теснее упаковать пакет данной субстанции (в данном случае скорости пульсаций, т. е. чем меньше  $c$ ), тем больше будет скачок плотности на его границе и тем больше при данном  $K$  будет скорость его рассеяния, т. е. поток субстанции при заданном  $K$  не зависит от тесноты упаковки. Разумеется, данное положение справедливо лишь при условии, что диффузия определяется масштабами движений, не меньшими линейного масштаба упаковки  $\Delta x$ . В этом случае

$$P(\sigma) = D \overline{\Delta \eta}, \quad (23)$$

где  $\eta$  — концентрация переносимой субстанции,  $D$  — интегральный коэффициент диффузии, а  $\overline{\Delta \eta}$  — скачок концентрации на границе упаковки, или, правильнее, разность концентрации внутри и вне упаковки, осредненная по всей  $\Delta x$ . Но средний скачок концентрации зависит от общего избытка субстанции в упаковке и размера упаковки

$$\overline{\Delta \eta} = \frac{\int_0^{\Delta x} \Delta \eta dx}{\Delta x},$$

следовательно,

$$\Delta x \overline{\Delta \eta} = \int_0^{\Delta x} \frac{\Delta \eta dx}{\Delta \eta dx}, \quad (24)$$

что представляет своеобразное соотношение неопределенностей, произведение которых определяется лишь избытком субстанции внутри упаковки. В частном случае, рассматриваемом нами,

$$\overline{\Delta \eta} = \Delta \Pi. \quad (25)$$

Допустим, что избыток концентраций внутри упаковки составляет  $\alpha$ -ую долю всей концентрации, тогда

$$\Delta x \alpha \Pi = \alpha \int_0^{\Delta x} \Pi dx. \quad (26)$$

Положим теперь  $\Delta x$  равным характерному масштабу вихря  $l$ , тогда получаем вместо (26)

$$l \Pi \int_0^l \Pi dx = K. \quad (27)$$

Как и следовало ожидать, коэффициент турбулентности оказался мерой неопределенности концентрации количества движения пульсаций.

## 7. Источник аналогий теории турбулентности с квантовой механикой и ее границы

Возникновение количественной аналогии между теорией турбулентности и квантовой механикой вплоть до возможности рассматривать пространство пульсаций как распределение пакета кроется в каком-то родстве математических схем процессов распространения вихрей и теории диффузии вообще с волновыми процессами на квантовом уровне. Естественно, во-первых, что подобная аналогия не могла быть не замечена ранее и, во-вторых, если эта аналогия не случайна, то в классической механике должны быть процессы, приводящие к уравнениям с минимальным коэффициентом диффузии или хотя бы их частным решениям.

Действительно, на аналогию между квантовой механикой и теорией диффузии, а также газовой термодинамикой обращали внимание многие



исследователи. Например, в 1933 г. Р. Фюрт [13] показал на примерах молекулярной диффузии и броуновского движения возникновение соотношений неопределенности в этих областях, связанных с коэффициентами диффузии, напоминающих квантово-механические, хотя и не смог обнаружить диффузию с мнимыми коэффициентами как таковую. Позднее Б. Давыдов [11] пришел к выводу, что классическая термодинамика системы частиц не может объяснить непрерывного роста энтропии (вывод сам по себе несостоятельный при большом числе частиц, допускающий применение термодинамики сплошной среды), и предложил оценивать энтропию способом, аналогичным употребляемому в квантовой механике. Автор уже отмечал, что молекулярный уровень, допускающий обратимость поступательного и вращательного движения, благоприятен для обнаружения подобных аналогий. Поэтому, несмотря на большую неточность цитируемой статьи, потребность в методе рассмотрения вопроса аналогично квантово-механическому, по-видимому, реальна. Наличие же подобных работ показывает, что обнаружение аналогий между квантово-механическими соотношениями и теорией атмосферной турбулентности вполне закономерно; и скорее приходится удивляться тому, что они были обнаружены так поздно. Последнее, однако, можно объяснить удаленностью данных областей исследования, практически исключаяющей наличие сколько-нибудь значительного числа ученых, одновременно работающих в них или даже просто знакомых с обеими отраслями знания.

Кроме того, скептическое отношение физиков-теоретиков к подобного рода попыткам создало уверенность в абсолютном несходстве квантово-механических явлений и макропроцессов.

Второй вопрос был решен Н. Г. Четаевым в связи с общей постановкой вопроса об устойчивых траекториях движения в классической динамике в 1930—1936 гг. [14, 15]. Четаев рассматривал материальную систему с  $n$  степенями свободы, полностью определенную координатами частиц  $x$  и их скоростями или количествами движения  $p$ ,

$$x_1 x_2 \dots x_n \quad p_1 \dots p_n$$

Чтобы из возможных решений этой материальной системы выделить устойчивое, он рассматривал уравнения системы в вариациях Пуанкаре, в которые входит гамильтониан системы.

Система уравнений Пуанкаре линейна относительно переменных  $x_i p_i$  и имеет коэффициентами некоторые функции, связанные через  $x_i$  с временем  $t$ . Характеристическое уравнение, составленное из коэффициентов этой системы, приводит к уравнению типа возвратных. На этом основании абсолютная устойчивость «ведущего» движения материальной системы требует равенства нулю всех характеристических чисел Ляпунова системы независимых решений дифференциальных уравнений в вариациях Пуанкаре. В получающейся системе решений можно заменить переменное  $V$ , соответствующее полному интегралу системы дифференциальных уравнений, отвечающих движению некоторого «пакета» частиц (определенного соотношениям  $V = \text{Const}$ ), на переменное

$$\psi = Ae^{iV}, \quad (28)$$

где

$$A^2 = \psi \psi^* \quad (29)$$

и характеризует плотность траекторий, пропорционально которой происходит действие возмущающих сил, имеющих силовую функцию  $W$ . Эти силы могут нарушать устойчивость движения для всех значений  $\psi$ , кроме

некоторых определенных случаев («разрешенных траекторией»), дающих некоторую систему значений  $\psi$ .

Наименьшее действие возмущающих сил на пакет будет, очевидно, при условии, что

$$\int w \psi \psi^* d\tau = \text{максимум}, \quad (30)$$

где  $\tau$  означает элемент фазового пространства. При этом естественно нормировать  $\psi$ , исходя из условия

$$\int \psi \psi^* d\tau = 1 \quad (31)$$

Тогда для  $\psi$  получается дифференциальное уравнение

$$\Delta \psi + 2(u + h)\psi = \frac{\Delta A}{A} = 0, \quad (32)$$

где  $h$  — постоянное живой силы, а  $u$  — постоянное внешних сил. Принимая условие

$$\Delta A = 0, \quad (33)$$

что соответствует сохранению функции плотности  $A$  при переносах, получаем уравнение

$$\Delta \psi + 2(u + h)\psi = 0, \quad (34)$$

соответствующее по форме уравнению Шредингера для стационарного случая.

В работе 1936 г. [15], где вообще изложение дано значительно подробнее, чем в статье 1931 г., Четаев, чтобы не анализировать возможность побочных решений, предпочитает писать это уравнение лишь для отдельной материальной точки, но зато получает и вторую группу решений

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = i\nu \Omega. \quad (35)$$

В совокупности уравнения (34) и (35) дают полную количественную аналогию с уравнением Шредингера для отдельной частицы в квантовой механике, которую Четаев сознательно и проводит. Дискретность величины  $h$  для него определяет «разрешенные» устойчивые траектории материальных частиц, разрушающиеся для промежуточных значений координат. Таким образом, устойчивое движение классической системы материальных частиц, и в частности отдельной частицы, при равенстве нулю лапласиана  $A$  приводит к уравнению типа Шредингера, волновой характер которого определяется возмущающим действием внешних сил на устойчивые траектории. Таким образом, Четаев, с одной стороны, доказал, что в области классической механики должны существовать движения, описываемые уравнением Шредингера, а с другой стороны, поскольку он в явной форме пытался объяснить квантово-механические закономерности, исходя из принципов классической механики, можно считать его сторонником наличия в квантово-механических соотношениях скрытых параметров. Он поставил этот вопрос на много лет ранее Д. Бома [10] и некоторых других авторов и подошел к решению поставленной задачи с обратного конца на основании общего анализа устойчивых траекторий частиц в классической механике.

Естественно, что данный круг вопросов привел Четаева через анализ функции Гамильтона к оптико-механической аналогии, поскольку оптика, как известно в теоретической физике, дает во многом количественную аналогию с квантовой механикой [16]. Следует отметить, что работы

Четаева, посвященные проблеме устойчивости в классической динамике, помещенные в изданиях, относящихся к этой науке, не всегда находившихся в поле зрения физиков и мало доступных до появления посмертного обзора его работ<sup>1</sup>, практически не вызывали отклика со стороны физиков и философов. Этому содействовала также крайняя сжатость изложения цитированных работ, весьма нелегких для понимания читателя, кроме узкого круга специалистов. Впрочем, после выхода его монографии по устойчивости движения [17] эта возможность несколько облегчена. Примечательно, что в своих работах последнего времени Четаев нередко ссылаясь на работы [14, 15] главным образом в связи с оптико-механической аналогией, которой, кроме [16], посвящено еще несколько статей [18, 19], хотя к повторному рассмотрению аналогий между квантовой и классической механикой он уже не возвращался. Не касаясь вопроса о правильности распространения выводов Четаева на собственно квантово-механические явления, можно все же утверждать, что сам факт возможности встречи в классической механике аналогов квантово-механических соотношений примечателен. Он показывает, что подобные аналогии между этими областями имеются и, очевидно, они еще не все обнаружены. Область атмосферной турбулентности, в частности, должна явиться довольно благодарной почвой для подобных аналогий хотя бы потому, что вихри обладают некоторыми элементами волновых и корпускулярных свойств. С другой стороны, однако, в аналогии, подмеченной нами, совсем не просто найти общность с кругом вопросов, поднятых Четаевым. В самом деле, у Четаева речь шла о материальных частицах, движущихся по устойчивым траекториям. У нас речь идет об их энергии, что далеко не одно и то же. Дело даже не в том, что изучаются величины разной природы и размерности, а в том, что для кинетической энергии нельзя писать те уравнения, из которых получены выводы Четаевым.

Однако если в выражении (30) рассматривать  $W$  как силовую функцию трения, а

$$W = \psi \psi^* \quad (36)$$

рассматривать как напряжение трения единицы массы, то напряжение трения выражается как

$$\tau = \rho \Pi_v \Pi_v^*, \quad (37)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $\Pi_v$  — интенсивность пульсаций, возникающих в данной точке в направлении вектора скорости потока  $v$  в рассматриваемой точке, а  $\Pi_v^*$  — интенсивность пульсаций, возникающих в плоскости, перпендикулярной движению в заданной точке. Сравнивая (36) и (37), сразу можно установить, что  $\psi$  и  $\psi^*$  можно выбрать пропорциональными пульсациям скорости по двум взаимно перпендикулярным направлениям, хотя одно из них остается неопределенным, находясь лишь в определенной плоскости. Кроме того, очевидно, что при данной плотности среды  $\rho$  скорость движения, в том числе и пульсационная, определяет число частиц, проходящих в единицу времени по данной траектории, т. е. пропорциональна плотности траекторий, о которой говорит Четаев. Следовательно, хотя соотношения типа квантово-механических нами получены для количеств движения, они должны сохраняться и для структурных особенностей среды, которые будут отождествляться с частицами, а величина  $\rho v$ , которую мы рассматривали как количество движения единицы объема, одновременно является массой вещества, пронесимой в единицу времени через данную точку. Таким образом, аналогия,

<sup>1</sup> Этот обзор напечатан в журнале «Прикладная математика и механика», т. XXIV, в. 1, 1960.

на которую мы наткнулись, также входит в класс явлений, предсказанных Четаевым, и характеризует группу фрикционных явлений, хотя и является в ней несколько особым случаем, что и обусловило относительную наглядность получившихся представлений. Условие  $\Delta A = 0$ , когда  $\psi$  и  $\psi^*$  являются величинами, пропорциональными скоростям пульсаций, сводится к отсутствию в поле скоростей как источников кинетической энергии, так и перехода кинетической энергии в другие виды, в частности в тепло под влиянием трения, что как раз и является условием, при котором нами было получено уравнение (9а) для стационарного случая. В связи с этим следует ожидать наибольшей плодотворности подобной аналогии в области атмосферной макротурбулентности, где диссипацией в тепло всегда можно пренебречь в течение длительных интервалов времени.

Вместе с тем можно установить и некоторые существенные отличия изучаемой схемы от квантово-механической. Помимо вопросов термодинамической необратимости струйного движения, рассмотренного выше, различия возникают и в связи с тем, что в квантовой механике и в основном решении Четаева имеют смысл лишь целые характеристические числа, при которых только и сохраняется устойчивость движения.

В нашем же случае, как мы уже имели возможность убедиться, характеристические числа могут образовывать непрерывный ряд. Вихри в турбулентной среде все же не являются волнами (хотя их спектр может быть разложен по случайным периодам). Можно говорить о неустойчивости вихря, создающего некоторую циркуляцию; если она получается меньшей некоторого критического значения  $E$  на единицу массы, то значения между  $E$  и  $2E$  отнюдь не явятся уже запретными, что было бы, например, если бы спектр масштабов всех вихрей был линейчатым. В действительности спектр масштабов вихрей в атмосфере довольно широкий и непрерывный, хотя и не сплошной (разные виды атмосферных вихрей имеют существенно различные значения масштабов, также определяемых в основном устойчивостью их существования). Поскольку в масштабах вихрей нет жестких ограничений, свойственных волнам, аналогия турбулентного движения с квантово-механическими закономерностями будет относиться главным образом к областям минимальных (реже максимальных) масштабов конкретного явления. В связи с этим соответствующие аналогии окажутся относящимися: к принципу неопределенности, к кванту как минимальной порции энергии для данного процесса, или к минимальному размеру «частицы», причем соответствующие аналогии могут принимать и количественный характер. Указанные аналогии будут терять количественный характер или вовсе пропадать во всех тех случаях переноса вещества и энергии, где существенным становится не только его дискретный характер, но квантово-механические отношения будут требовать прерывности порций переноса, строго кратных минимальной дозе нарастания импульсов, что имеет место в микромире. Тем самым отличие системы вихрей от волн, вызываемых отсутствием линейного спектра масштабов, не может создать и линейчатого спектра масштабов частиц. Остается решить, имеет ли какое-либо преимущество уравнение с мнимыми коэффициентами турбулентности для пульсаций по сравнению с обычной схемой турбулентной диффузии для энергии. Если рассматривать перенос энергии движения, заключающейся в вихревых элементах, то оба варианта расчета в сущности равноценны. Но если следует учитывать одновременно действие двух законов сохранения: количества движения и кинетической энергии, с чем приходится сталкиваться, например, при переносе пульсаций самими пульсациями (а подобный элемент, видимо, добавляется ко всем

другим из перечисленных случаев мнимого коэффициента диффузии), то применение уравнения, относящегося непосредственно к пульсациям, более естественно, так как в противоположном случае приходится условно отделять энергию пульсаций в процессе переноса от его результата. В макрометеорологии таким путем можно рассчитывать перенос модуля скорости ветра циклоническими или антициклоническими образованиями без учета его направления, что иногда может быть важным практически, и это проще, чем использовать обычное уравнение турбулентной диффузии для переноса вихря или энергии (перенос вихря решает задачу только косвенно, а в переносе энергии нелегко отделить упорядоченный перенос ветра от турбулентного). Кроме того, в первом случае мы имели возможность учитывать составляющие пульсаций по разным осям, во втором случае это затруднено. Наконец, в первом случае мы имеем возможность воспользоваться готовым аппаратом квантовой механики для расчета подобных переносов, что уже сделано выше, и во втором — соответствующие данному случаю формулы надо вывести заново, и подобные расчеты почти не производятся.

## II. ПРИНЦИП НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ В МАКРОМИРЕ

### 8. Коэффициент обмена как мера неопределенности

Систематические рассмотрения пульсационного переноса количества движения, связанного с потерей определенного направления переносимой субстанции, привели нас к своеобразной аналогии уравнений турбулентной среды и квантовой механики. При всей неполноте этой аналогии мы столкнулись в макром мире с необходимостью введения некоторых понятий, которые до сих пор рассматривались как специфические для микромира. Наиболее важным из них следует считать соотношение неопределенностей. На основании уравнений (26) и (27) неопределенность для пульсационного движения, так же как и для квантово-механического, зависит от начального размера облака пульсаций и времени. Очевидно, что в соответствии с (22) в пульсационном движении имеет место неопределенность, выражаемая соотношением

$$\tilde{l} \tilde{\Pi} \geq K, \quad (38)$$

где  $\tilde{l}$  и  $\tilde{\Pi}$  — характерные для данного процесса значения пути смещения и скорости пульсаций. Формула (38) имеет смысл принципиальной неопределимости масштабов движений и их пульсаций точнее, чем до величины коэффициента обмена. На соотношение (28) для классической диффузии было обращено внимание впервые Р. Фюртом [13]. Однако в молекулярной диффузии аналогия с принципом неопределенности получается менее четкой, чем в турбулентной. В отличие от квантово-механических соотношений, величина  $K$  переменная, и соотношение неопределенности меняется в зависимости от характера движений. Физический смысл принципа неопределенности заключается в том, что попытки правильно определить пульсации скорости приводят к неизбежному пространственному осреднению, не существенному для турбулентности малых масштабов, но часто обесмысливающему определение  $K$  для макротурбулентности. Аналогично локальное определение пульсаций в эйлеровских координатах неизбежно приводит к искажению определения масштабов пульсаций. Выражения (23) — (27) говорят и о том, что соотношение неопределенности может быть получено из любой структурной формулы для  $K$ , в частности

$$\tilde{\Pi}^2 \tilde{\tau} \geq K, \quad (39)$$

где  $\tilde{\tau}$  — характерное время существования пульсаций ( $\frac{1}{\tilde{\tau}}$  соответствует частоте пульсаций). Здесь при заданном  $K$  пульсации правильно определяются при большом временном осреднении, а для малых  $\Delta t$  определяются неточно. Справедливость этого положения, как и предыдущего, особенно ясно видна в работах по оценке макротурбулентности, хотя и выражается в специфическом для теории турбулентности виде, а именно если для квантово-механических соотношений  $K$  считается заданным, а искажения возникают в  $l_1$ ,  $\Pi$  и  $\tau$ , то для турбулентных соотношений  $K$  не является заданным и его пытаются определять по остальным величинам, причем различные методы иногда приводят к расхождению в значении  $K$  в очень широких пределах (в макротурбулентности до порядка). В соответствии с большей общностью уравнений теории пульсаций по сравнению с квантовой механикой здесь возникает много новых проблем по сравнению с микрофизикой, хотя некоторые элементы аналогии, имеющие принципиально философское значение для оценки специфики неопределенности пульсационного движения, остаются, причем взгляды отдельных ученых на природу квантово-механической неопределенности находят своеобразное приложение и в области турбулентности. Отметим попутно, что размерность  $K$  — количества действия на единицу массы — довольно близка к размерности  $\hbar^2$ , выражаемой количеством действия, но являющейся для микромира мировой константой. В связи с обнаруженной аналогией турбулентных и квантово-механических соотношений возможно 2 подхода к ее использованию:

а) искать в области макротурбулентности интерпретации квантово-механических соотношений и, пользуясь ее аппаратом, вскрывать новые стороны закономерностей турбулентной среды;

б) находить в квантовой механике аналоги специфически турбулентных соотношений, дающие наглядную интерпретацию квантово-механических соотношений, хотя отнюдь не гарантирующую точное соответствие физических схем явлений. В силу неполноты выявленной аналогии оба подхода не совпадают и дают самостоятельные цепи аналогий подобно двум линиям регрессий в элементарном учении о связях — теории корреляции. Кроме того, нам придется касаться более общих сторон принципа неопределенности, не имеющих аналогов в квантовой механике (с).

а) Формулы первого подхода могут быть записаны в виде следующей таблички:

| Квантовые                                | Турбулентные                                  |        |
|------------------------------------------|-----------------------------------------------|--------|
| $\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$ | $\frac{\tilde{L}}{2} \tilde{\Pi} \geq K$      | } (40) |
| $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ | $\frac{\tilde{\Pi}^2}{2} \tilde{\tau} \geq K$ |        |

Здесь  $L$  характеризует масштабы вихрей  $\tilde{L} = 2\tilde{l}$ , значок  $\sim$  над переменными говорит о том, что выбранные значения для  $L\Pi$  и  $\tau$  характерны для данного процесса. Формулы (40) трактуют о том, что при движении неделимой частицы или вихря в турбулентной среде частица не только движется упорядоченным потоком, но и отклоняется под влиянием турбулентных составляющих движения. Коэффициент обмена в среде для этого случая предполагается известным и постоянным, не зависящим от времени и координат. Импульс  $P$  и количество движения пульсаций, — по существу, величины одного характера. Происхождение неопределенности в этом случае связано с неопределенностью начального положения

частицы (так объясняется появление неопределенности в квантовой механике) вследствие конечности размеров облака, в котором она заключена. Более общим объяснением является игнорирование (а иногда и незнание) закономерности движения частицы, ее взаимодействия с полем. При этом нет принципиальной разницы, рассматриваем ли мы поле плотностей вероятностей движения отдельной частицы (чему в квантовой механике соответствует точка зрения ленинградской школы акад. В. А. Фока и Е. С. Крылова) [20] или распределения концентрации ансамбля частиц (соответствующая точки зрения Д. И. Блохинцева) [21]. Неопределенность отнюдь не исчезает при рассмотрении отдельной индивидуальной частицы, и применение к вопросам макротурбулентности концепции Блохинцева не дает на первый взгляд ничего нового для ее разрешения. В макротурбулентности неопределенность создается случайностью распределения в пространстве и времени вихрей, действующих на частицу. Ее снятие в принципе возможно лишь при изучении условий формирования конкретных вихрей, под воздействия которых попадает частица, для чего необходимо изучение явлений принципиально меньших масштабов, чем сами вихри, т. е. изучение их структуры и закономерности появления методами гидродинамики. В квантовой механике [10], по крайней мере на сегодня, эта возможность отсутствует, хотя различные школы расходятся в оценке возможности появления их в будущем. Отсутствие подобной возможности может носить принципиальный характер, как, например, при анализе теплового движения молекул, управляемого чисто случайными законами. Однако если бы удалось использовать сведения о структуре элементарных частиц для уточнения квантово-механической картины процессов, то соответствующее рассмотрение вопроса хотя и не устранило бы неопределенность полностью, но могло бы перенести ее на область меньших масштабов.

б) Обратный подход, несомненно, более интересен для метеоролога. В турбулентном поле основная задача о распределении частиц осложняется трудностью определения коэффициента турбулентности, связанной с неопределенностью, о которой говорилось выше, но отсутствующей в квантовой механике. Основной величиной, определяющей концентрацию частиц, в этом случае является коэффициент турбулентности, а вместо неопределенности в положении и импульсе частицы появляется неопределенность в самом значении коэффициента турбулентности и тем более в возможности отнести его к определенному моменту времени и координатам. Это обстоятельство особенно заметно в том случае, когда та или другая частица находится под воздействием малого количества крупных вихрей, с чем приходится сталкиваться в атмосферной макротурбулентности. Структурные формулы для определения коэффициента обмена здесь теряют смысл для масштабов длин, меньших масштабов вихрей, и масштабов времени, меньших времени их существования. Поскольку масштаб вихрей в атмосфере сверху ограничен лишь масштабом широтного круга, то в эмпирическом определении  $K$  всегда остается некоторая неточность. Особенно больших значений она достигает в области макротурбулентности.

В самом деле, неопределенность пространственной локализации определения  $K$  по структурным формулам оказывается порядка широтного круга, в связи с чем эта величина оказывается полезной лишь для оценки межширотного обмена. Отсюда, естественно, следовали попытки определения структуры турбулентности масштабов и времени существования пульсаций в эйлеровских координатах [22—24], однако, за исключением некоторых частных случаев, когда временная структура турбулентности подобна пространственной, эти попытки приводили к крупным неточно-

стям в определении обмена, связанным с тем, что представления о масштабе и времени существования вихрей существенно искажаются. В области макротурбулентности заметное искажение пульсационных скоростей при замене лагранжевых координат эйлеровскими возникает [25] при определении  $K$  уже за одни сутки, не говоря уже о предельном его значении.

Е. С. Ляпин [6], занимавшийся общим исследованием вопроса, дал кинематическую формулу перехода от изменений  $K$  в лагранжевых координатах в эйлеровские, имеющую следующий вид:

$$K = \frac{u_x^2 D}{2 \left| \frac{v_s}{v_s^Q} - 1 \right|}, \quad (41)$$

где  $u_x$  — пульсации скорости в некоторой точке эйлеровской системы координат,  $D$  — продолжительность периода сохранения знака пульсации,  $v_s$  — скорость частиц воздуха,  $v_s^Q$  — скорость продвижения поверхности  $Q$ , отделяющей области пульсаций разных знаков, в направлении перемещения частиц воздуха.

В некоторых частных случаях, например при определении вертикальной составляющей обмена у земной поверхности, эта формула может дать в среднем хорошее решение вопроса и, в частности, приближенную формулу

$$K = \frac{v_x^2 D w}{2 u_s}, \quad (42)$$

где  $v_x$  — пульсации вертикальной скорости (вертикальная составляющая пульсаций скорости),  $w$  — средняя скорость горизонтального потока,  $u_s$  — пульсация горизонтальной скорости, когда частицы несутся параллельно земле.

В общем случае поправочный множитель, стоящий в знаменателе, можно определить лишь при осреднении за очень длительное время. Поэтому нахождение  $K$  на определенный момент и в определенной точке при больших масштабах турбулентных вихрей теряет смысл, а формула (42) фактически является одной из формулировок принципа неопределенности для турбулентного обмена.

Проанализируем еще особенности определения коэффициента турбулентности по записи болтанки самолета.

Этот метод также основан на формуле Е. С. Ляпина, только о величине масштабов турбулентности мы судим по данным движущегося объекта. Неточность в определении обмена этим путем будет связана с тем, что спектр масштабов учитываемой турбулентности будет ограничен с двух концов: снизу — масштабом самого самолета и сверху — размером «площадки», т. е. участком горизонтального полета, на котором производятся измерения  $v_x$  и  $D$ . Поэтому в принципе этот метод должен, во-первых, несколько занижать значения  $K$ , а во-вторых, неизбежно сглаживать их во времени и в пространстве. Таким образом, любой способ определения  $K$  структурными методами упирается в необходимость временного или пространственного осреднения, что и приводит к неопределенности, рассмотренной выше. Лишь там, где закон изменения пульсаций в зависимости от масштаба вихрей изучен, так же как и частоты пульсаций, в зависимости от скоростей, имеется возможность определить коэффициент турбулентности с большей степенью точности (по одной из формул Ляпина) или оценить рассеяние облака в зависимости от времени и масштаба самого облака (формулы А. Н. Колмагорова, А. М. Обухова, М. И. Юдина, О. А. Дроздова и др. [26, 3, 4, 27]). Здесь неопреде-



денность в той или иной мере снимается лишь знанием структуры явлений и только в мере выявленных закономерностей. Однако и в данном случае неопределенность снимается не вообще, а с точностью, определяемой погрешностями определения параметров указанных форм связи.

Так, зависимость коэффициента турбулентности от высоты позволяет сравнительно точно определить его для безразличного равновесия в атмосфере, но уже менее точно в других случаях температурной стратификации. Параметры рассеяния частиц облака зависят от характера погоды, сезона или района и т. д. Неточности в значениях коэффициента турбулентности вызываются двоякого рода ошибками: случайными и систематическими. Точное значение  $K$  определяется согласно одной из эквивалентных структурных формул

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } K &= \frac{1}{2} \overline{\Pi L} \\ \text{б) } K &= \overline{\left( \frac{1}{2} \frac{\Pi^2}{\nu} \right)} \\ \text{в) } K &= \frac{1}{2} \overline{L \nu} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

где  $\nu = \frac{1}{\tau}$  — частота образования и разрушения вихрей.

Для промежутков времени  $t \geq \tau$  — времени действия вихря — указанная система формул может быть заменена соотношением

$$K = \frac{\sigma_x^2}{2t} \quad (44)$$

где  $\sigma_x^2$  — дисперсия частиц относительно некоторого начального положения за время  $t$ . Из условия, что  $t \geq \tau$  и из структуры формулы (43) следует, что точность определения  $\sigma_x^2$  должна возрасти пропорционально  $\sqrt{t}$ , в то время как случайные флуктуации  $K$  должны приводить к тому, что при  $T > t$  коэффициент корреляции между  $K(t)$  и  $K(T)$  будет равен  $\sqrt{\frac{t}{T}}$ , т. е. будет убывать пропорционально корню из того же периода. Естественно, что для  $t < \tau$  формулы получаются иные, а рассеяние будет определяться одним из знаков, упомянутых выше [3, 41, 26, 27].

Формулу (44) можно представить в несколько ином виде, если обозначить  $\sigma(x) = L(t)$  и  $\frac{\sigma_v}{t} = \Pi(t)$ .

Тогда

$$K = \frac{1}{2} L(t) \Pi(t) = \frac{\Pi^2(t)}{2} t. \quad (45)$$

Выражение (45) оказывается аналогичным структурной формуле (6), в которую оно и переходит при  $t = \tau$ .

## 9. Неопределенность, связанная с оценкой характеристик турбулентности

Формулу (45) можно трактовать с двух разных сторон. С одной стороны, она отражает определение  $K$  как величины, с другой стороны, она характеризует меру неопределенности в координатах частицы  $L$  и скорости ее  $\Pi(t)$  (или импульсы единицы массы) или меру неопределенности в энергии единицы массы и времени, необходимого для ее определения. Какая из этих двух сторон является главной? Для того, чтобы это оценить, рассмотрим точность определения самих  $L(t)$  и  $\Pi(t)$ . Поскольку

$t \geq \tau$  и связи между пульсациями при определении  $K$  за время  $t$  нарушены, то для любого  $T$ , большего  $t$ , соотношение средних квадратических ошибок определения  $L$  и  $\Pi$  из периодов  $t$  и  $T$  будет равно

$$\frac{\sigma_L(T)}{\sigma_L(t)} = \sqrt{\frac{T}{t}}, \quad \frac{\sigma_{\Pi}(T)}{\sigma_{\Pi}(t)} = \sqrt{\frac{t}{T}}, \quad \sigma_L(T) = L(t) \sqrt{\frac{T}{2t}},$$

$$\sigma_{\Pi}(T) = \Pi(t) \sqrt{\frac{t}{2T}}. \quad (46)$$

Следовательно, произведение ошибок определения  $L$  и  $\Pi$  для  $t \geq \tau$  равно  $K$ . Формула (45) по своему смыслу оказывается непосредственно связанной с (27) и гораздо в меньшей степени с (43). Тем не менее интересно, что  $K$  является математическим ожиданием как произведения пульсаций скорости и масштабов движения, так и ошибок их определения.

Аналогично можно показать, что

$$\sigma_{\frac{\Pi}{2}}(T) = K. \quad (47)$$

Полученные соотношения показывают, что  $K$  действительно является характеристикой соотношения неопределенностей основных параметров турбулентного движения.

Заметим далее следующее: формула (36) аналогична структурным формулам (43). Как та, так и другие не дают математических ошибок определения  $K$  в случае, если в них учтены все масштабы вихрей. В противном случае  $K$  оказывается преуменьшенным, причем эти ошибки могут оказаться довольно существенными при недоучете вихрей крупных масштабов за счет краткости периода измерения  $t$  и менее существенными за счет недоучета вихрей мелких масштабов, осредняемых прибором в процессе измерения. Тем не менее и это обстоятельство увеличивает неточность определения  $K$ , а при  $t < \tau$ , как уже говорилось выше, коэффициент турбулентности в известной степени теряет физический смысл, по крайней мере общепринятый. Другим источником систематических погрешностей в определении  $K$  может явиться неучет возможной корреляции между пульсационными скоростями и масштабами вихрей. Формула (36) показывает, что при рациональной структуре формул эту корреляцию можно не учитывать. Однако при этом  $\tilde{L}(t) \neq \bar{L}(t)$  и  $\tilde{\Pi}(t) \neq \bar{\Pi}(t)$ , т. е. характер определения в левых и правых частях приведенных неравенств различный, и в  $\tilde{\Pi}(t)$  и  $\tilde{L}(t)$  удельный вес крупных масштабов оказывается значительно большим, чем в  $\bar{\Pi}(t)$  и  $\bar{L}(t)$ . Поэтому если в формуле (43) заменить  $\frac{1}{2} \tilde{\Pi}(t) \tilde{L}(t)$  на  $\bar{\Pi}(t) \bar{L}(t)$ , то надо учесть еще корреляционную поправку в размере  $\frac{1}{2} r_{\Pi L} \sigma_{\Pi} \sigma_L$ . Этой поправкой в практике определения  $K$  часто пренебрегают из-за отсутствия сведений о характере связи  $\Pi$  и  $L$  и трудности ее определения, в то время как средние значения  $\Pi$  и  $L$  либо известны, либо сравнительно легко определяются. Следовательно, кроме погрешностей определения  $K$ , упомянутых выше, часто возникает еще одна систематическая ошибка

$$\delta K = K - \frac{1}{2} \bar{\Pi} \bar{L} = \frac{1}{2} r_{\Pi L} \sigma_{\Pi} \sigma_L. \quad (48)$$

Вернемся теперь к виду неопределенности, связанному с общей формулой (23). Большое значение систематические ошибки нахождения  $K$ ,

связанные с корреляцией между членами, его определяющими, приобретают в случае, когда  $K$  находится по результативному потоку  $P$  некоторой концентрации  $\eta$

$$\left. \begin{aligned} P &= K \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ K &= \frac{P}{\frac{\partial \eta}{\partial x}} = P \lambda(\eta, x) \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

где  $\lambda$  — расстояние, на котором  $\eta$  при данном градиенте меняется на единицу.

Поскольку ни  $P$ , ни  $K$  обычно не удается определить мгновенно, фактически вместо формул (48) и (49) используются формулы

$$\left. \begin{aligned} \bar{P} &= \bar{K} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \bar{K} &= \bar{P} \bar{\lambda}(\eta, x) \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Но если между  $K$  и  $\frac{\partial \eta}{\partial x}$ , с одной стороны, и между  $P$  и  $\lambda(\eta, x)$  — с другой имеет место корреляционная связь, а измеряемые величины меняли свое значение (флуктуировали) за период измерения, то неизбежно возникают систематические ошибки их определения по формулам (50)

$$\delta \bar{P} = \overline{K \frac{\partial \eta}{\partial x}} - \bar{K} \frac{\partial \eta}{\partial x} = r_K \frac{\partial \eta}{\partial x} \sigma_K \sigma_{\frac{\partial \eta}{\partial x}}, \quad (51)$$

$$\delta \bar{K} = \overline{P \lambda(\eta, x)} - \bar{P} \bar{\lambda}(\eta, x) = r_{P\lambda} \sigma_P \sigma_{\lambda}. \quad (52)$$

Примеры подобного рода ошибок определения  $K$  и  $P$  широко распространены в метеорологии. В отличие от формулы (47), здесь ошибки определения  $K$  и  $P$  могут сказываться даже на знаке результата. Для искажения знака  $\bar{P}$  достаточно, чтобы

$$\left| \bar{K} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right| < \left| r_K \frac{\partial \eta}{\partial x} \sigma_K \sigma_{\frac{\partial \eta}{\partial x}} \right|, \quad r_K \frac{\partial \eta}{\partial x} < 0 \quad (53)$$

Аналогично (53) для искажения знака  $\bar{K}$  достаточно, чтобы

$$\left| \bar{P} \bar{\lambda}(\eta, x) \right| < \left| r_{P\lambda} \sigma_P \sigma_{\lambda} \right|, \quad r_{P\lambda} < 0. \quad (54)$$

Практически соотношение (54) приводило к так называемому парадоксу В. Шмидта, на основании которого турбулентный поток тепла ошибочно считали в среднем направленным от атмосферы к Земле, поскольку средний за сутки градиент температуры в приземном слое атмосферы оказывается меньшим адиабатического. Неправильность этой концепции была окончательно разъяснена М. И. Юдиным и М. И. Будыко на основании учета так называемого вентильного эффекта, сводящегося к корреляции между  $P$  и  $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ , а средний градиент, обеспечивающий поток тепла снизу вверх, оказался меньше адиабатического. Аналогично до недавнего времени испарение с обширной увлажненной поверхности ошибочно связывали со скоростью ветра (т. е. фактически с  $K$ ), в то время

как оно в широких пределах непосредственно связано только с притоком тепла. При постоянстве притока тепла

$$K \frac{\partial \eta}{\partial x} = \text{const.}$$

Соотношение (54) приводило некоторых авторов к выводу о возможности существования отрицательных коэффициентов турбулентности в тех случаях, когда средний поток оказывался направленным против среднего градиента.

В данном случае мы рассматриваем ошибки определения  $K$ , возникающие не в результате единичного измерения, а в результате группы (ансамбля) измерений. Источником их являются связи между характеристиками частиц, составляющих ансамбль (масштабы вихрей и обуславливаемые ими пульсации скоростей, потоки субстанции  $\eta$  и градиент ее концентрации). Ранее же мы рассматривали неопределенности, связанные с закономерностями движения самой частицы или неточностями определения ее характеристик в начальный момент. Снятие этой неопределенности или ее уменьшение в метеорологии осуществляется учетом структуры ансамблей. Особенности, возникающие при движении ансамбля частиц, но отсутствующие для отдельной частицы, как причину возникновения неопределенностей выдвигал в квантовой механике Д. И. Блохинцев. Если эта точка зрения в квантовой механике не находит поддержки у большинства исследователей, то в теории турбулентности она действительно отражает одну из сторон принципиальных неточностей определения характеристик турбулентного движения. Обычная аргументация против этой точки зрения основана на том, что при движении ансамбля однородных частиц не может возникнуть новых закономерностей, отличных от движения отдельной частицы. Это возражение не является решающим в том отношении, что если в ансамбле независимых частиц имеется связь между двумя рядами их характеристик, то при осреднении могут быть искажены важные характеристики движения частиц. Имеются ли основания для предположения о наличии связей между характеристиками частиц в квантовой механике, должны решить сами физики, но характер вывода минимального значения произведения неопределенности позволяет предполагать возникновение подобных связей как причины, вызывающей неравенства в соотношении неопределенностей.

Источником же неточностей характеристик макротурбулентности являются как чисто случайные ошибки их определения, так и учет связей этих характеристик. Влияние последних может уменьшаться при учете закономерностей данной турбулентности структуры. В микромире это соответствовало бы открытию более тонкой структуры вещества, чем, например, электрона, и учету ее закономерностей.

## 10. Иные формы неопределенности

Появление сходных форм соотношения неопределенностей в двух весьма далеких областях знания требует пояснений. Вряд ли дело связано только с общностью формы исходных уравнений. Автор считает, что рассмотренные особенности представляют собой частные случаи статистической неопределенности, лежащей за корреляцией, выражаемой наличием двух линий регрессий. Между этими линиями может лежать истинная зависимость между точными значениями переменных, а может ее и вовсе не быть.

Рассмотрим относительно общий вид подобной задачи применительно к прямолинейной форме связи.

Итак, в соответствии с воззрениями копенгагенской школы физиков нам известны лишь неточные значения величин  $x$  и  $y$ , хотя на основании общих соображений между ними следует ожидать функциональной линейной связи. Неизвестные нам точные значения  $x$  и  $y$  обозначим  $\xi$  и  $\eta$ , тогда

$$\left. \begin{aligned} \xi &= x - \delta\xi \\ \eta &= y - \delta\eta \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

Значение  $a$  равно

$$a = \frac{\xi - \bar{\xi}}{\eta - \bar{\eta}} = \frac{\sigma_{\xi}}{\sigma_{\eta}}$$

Относительно линии функциональной зависимости, связывающей  $\xi$  —  $\bar{\xi}$  и  $\eta$  —  $\bar{\eta}$ , можно утверждать, что она проходит между линиями регрессий.

Поскольку, во-первых,

$$E\xi = Ex, \quad E\eta = Ey, \quad \frac{\partial y}{\partial x} \leq \frac{d\xi}{d\eta} = a \leq \frac{1}{\frac{\partial x}{\partial y}}, \quad (56)$$

во-вторых,

$$\begin{aligned} E(x - Ex)(y - Ey) &= E(\xi - E\xi)(\eta - E\eta) = r\sigma_x\sigma_y, \\ \sigma_{\delta\xi}^2 &= (1 - r^2)\sigma_x^2, \\ \sigma_{\delta\eta}^2 &= (1 - r^2)\sigma_y^2, \end{aligned}$$

то, следовательно,

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\delta\xi}\sigma_{\delta\eta} &= (1 - r^2)\sigma_x\sigma_y \\ \sigma_{\xi}\sigma_{\eta} &= r\sigma_x\sigma_y \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

в то время как  $\frac{\sigma_{\delta\xi}}{\sigma_{\delta\eta}}$  и  $\frac{\sigma_{\xi}}{\sigma_{\eta}}$  принципиально невозможно определить без дополнительных условий. Неопределенность получается совершенно симметрично как в отношении дисперсий ошибок определения  $x$  и  $y$ , так и в отношении дисперсий истинных значений  $x$  и  $y$ . Поэтому принципиально безразлично, рассматривать ли как неопределенности произведения ошибок определения  $x$  и  $y$  или считать неизвестными произведения изменчивостей точных значений исследуемых величин. Разумеется, этим путем нельзя доказать, что такая однозначная связь величин  $\xi$  и  $\eta$  вообще существует, а тем более нельзя без специального исследования доказать ее прямолинейность. Выходит, что случаи, когда произведения каких-либо величин известны, а отношения неизвестны, довольно часто встречаются в статистике, хотя мы не всегда отдаем себе отчет в наличии неопределенности. В той форме неопределенности, которую мы разбирали ранее, произведение ошибок определения  $\Pi$  и  $L$  в точности равнялось произведению характерных значений самих этих величин, что дает еще меньшую возможность исследовать распределение величин  $\Pi$  и  $L$ , чем в только что разобранном примере, причем эта особенность характеризует специфику неопределенности, исследуемой в данной статье.

### III. ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРЕЙ (ЧАСТИЦ)

#### 11. Циркуляция как индивидуальная характеристика вихря

До сих пор мы имели дело с интегральной характеристикой завихренности среды, выражавшейся масштабами вихрей, вызываемыми ими пульсационными скоростями и их эффектом в отношении переносов —

коэффициентом турбулентности. Теперь перейдем к характеристике осредненной завихренности определенной части пространства внутри некоторого контура. Естественной характеристикой такого рода должна явиться циркуляция по контуру, ограничивающему данный участок,

$$\Gamma = \int (\text{rot } \vec{v} \cdot \vec{n}) d\sigma = \oint (\vec{v} d\vec{r}),$$

где  $\Gamma$  — циркуляция,  $\sigma$  — поверхность, ограниченная контуром  $s$ ,  $v$  — скорость и радиус-вектор из начала координат. Как известно,

$$\Gamma = \oint (\vec{v} d\vec{r}) = \oint v_s ds = \oint (u dx + v dy + w dz).$$

Циркуляция является потоком вихрей, проходящих через поверхность  $\sigma$  внутри контура  $s$ , т. е. фактически алгебраической суммой этих вихрей. В отличие от коэффициента турбулентности, здесь завихренность разных знаков внутри контура вычитается одна из другой. Так же как понятие вихрь в гидродинамике означает лишь возможность вихреобразования, реализующуюся лишь при достаточно больших числах Рейнольдса, циркуляция по произвольному контуру говорит больше о возможности возникновения циркуляции в масштабе контура, чем о фактически существующей циркуляции. Для внешнего контура реально существующих в атмосфере вихрей циркуляция будет вполне реальной их характеристикой, причем характер связи скорости с элементами контура в общем тот же, что и в коэффициенте турбулентности с той существенной разницей, что там рассматривались прямолинейные перемещения пульсаций, а здесь — по замкнутому контуру.

Сама по себе вихревая циркуляция по замкнутому контуру никакого обмена не производит. Однако если в разных частях вихря происходит трансформация под действием вихрей малых масштабов или молекулярных свойств, замкнутые вихревые циркуляции оказываются переносчиками тепла, влаги, кинетической энергии и т. п. В этом случае под влиянием циркуляции осуществляется перенос того или другого свойства на расстояние, равное диаметру вихря или при движении по кривой — половине контура. Причем одновременно на этот путь перемещается 2 частицы, расположенные в противоположных частях контура, что в общем равносильно передвигению одной частицы на двойное расстояние. Этим путем не может переноситься количество движения, а лишь момент количества движения, так как в процессе следования по контуру направление движения изменяется, а при трансформации вихря в движение меньших масштабов, по существу, теряется. Таким образом, перенос субстанции с помощью неподвижных вихрей является частным случаем схем, рассмотренных выше. Движущиеся с потоком вихри, образовавшиеся за счет междуслойного трения, уменьшают различие скоростей между разными слоями атмосферы и таким образом предотвращают переход кинетической энергии непосредственно в тепло.

## 12. Соотношение между $\Gamma$ и $K$

Рассмотрим теперь соотношения, которые должны быть в турбулентной среде между характерным масштабом вихрей и циркуляцией скорости, которую такие вихри обеспечивают на внешней своей поверхности.

Допустим, что обмен в среде поддерживается вихревыми образованиями, имеющими характер катков, т. е. вихрями, вращение в которых не дает дополнительного смещения слоев внутри тела вихря. Абсолютные

значения циркуляции по внешнему контуру вихря определяется из основной формулы

$$|\Gamma| = \left| \oint (\vec{v} d\vec{r}) \right| = 2\pi r v,$$

где  $v$  — скорость, с которой двигаются частицы в своем вращательном движении на внешней поверхности вихревого образования. Чтобы оценить обмен, вызываемый вихревыми движениями в теле вихря, оценим масштабы и скорости, ими вызываемые в любой точке пространства в теле вихря. Для этого разобьем вихрь на ряд концентрических слоев толщиной  $dl$ . Доля частиц, попадающих под воздействие каждого такого вихревого колеса, равна доле площади образуемого им кольца от всей площади сечения вихревого образования.

Обозначим через  $\omega$  угловую скорость вращательного движения в вихре (а мы выше ввели допущение, что в теле вихря она постоянная), тогда имеем, что  $v' = v = l\omega$ , после чего можно писать

$$K = \int_0^r \omega l^2 \frac{2\pi l dl}{\pi r^2} = \frac{2\omega}{r^2} \int_0^r l^3 dl = \frac{1}{2} r v. \quad (58)$$

Отсюда между циркуляцией по внешнему контуру вихря и обменом, обусловленным трансформацией вихря в целом от оси вращения до внешнего контура (рис. 1), будет иметь место соотношение

$$K = \frac{1}{4\pi} |\Gamma|. \quad (59)$$

Вспоминая замеченную нами ранее аналогию между турбулентными движениями и движениями частиц в микромире, можно констатировать, что соотношение между  $K$  и  $\Gamma$  соответствует соотношению между  $\frac{\hbar}{2}$  и  $\hbar$  в квантовой механике и дает право на дальнейшее углубление этой аналогии. Если в некоторой среде имеются вихри разных знаков, то обмен, вызываемый ими, является арифметической суммой обменов, вызываемых отдельными вихрями. Циркуляция же характеризуется алгебраической суммой вихрей и будет в этом случае меньше  $4\omega K$ . Аналогично значение циркуляции по любому другому контуру, не совпадающему с внешним контуром вихря, в среднем не может его превысить, но будет, как правило, меньше значения, рассмотренного выше. Таким образом, для данного случая

$$|\vec{\Gamma}| = \left| \int (\text{rot } \vec{v}_1 d\vec{n}) \right| \leq 4\pi K. \quad (59a)$$

Соотношения (59) и (59a) позволяют переписать формулы в точности аналогично известным формулам квантовой механики.

Квантовая механика

Теория турбулентности

$$\left. \begin{array}{l} \text{a) } \Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{4\pi} \\ \text{b) } \Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{4\pi} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \Pi l \geq \frac{|\vec{\Gamma}|}{4\pi} \\ \frac{\Pi^2}{2} \tau \geq \frac{|\vec{\Gamma}|}{4\pi} \end{array} \quad (60)$$

Рассмотрим теперь стационарный случай, когда циркуляция не меняется, а вся энергия неустойчивости уходит на диссипацию. Рассчитать эти затраты можно, поскольку они численно равны приращению цирку-

ляции  $\Delta\Gamma$  за время  $\Delta t$  одного оборота при отсутствии диссипации. При стационарности процесса

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Delta t} = \frac{\bar{\Gamma}}{\tau} = \bar{\Gamma}\nu = \frac{E}{m}.$$

Следовательно, правые формулы (60) могут отвечать условию стационарности вихревого движения в бароклинной атмосфере при условиях поглощения «излучаемой» энергии затратами на турбулентное трение и притока энергии из окружающего поля. При этом легко показать, что для вихрей мелких масштабов энергия, получаемая от поля, убывает пропорционально масштабу вихря (в случае трансформации ламинарного движения в вихревое) или его квадрату (бароклинность, термическая неустойчивость); затраты же энергии в связи с увеличением частот при том же  $\nu$  не изменяются. Увеличение скорости вращательного дви-

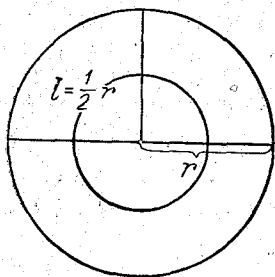


Рис. 1. Соотношение между радиусом вихря ( $r$ ) и характерным масштабом ( $l$ ).

жения естественно увеличивает потери энергии. Следовательно, при постоянном  $L$ ,  $\Pi$  регулируется соотношениями между притоком энергии и ее потерями, а при наличии энергии неустойчивости вихри будут иметь тенденцию к увеличению масштабов. Правая нижняя формула (60) получает смысл уже для больших барических образований, например циклонов за пределами волновой стадии, давая необходимые условия связи  $\nu$  и  $\lambda$  с запасом действия данной циркуляции  $\Gamma$ , обеспечивающей возможность прохождения частицей полного цикла, т. е., другими словами, то же условие стационарности. Несколько неожиданно, что аналогия между квантово-механическими и турбулентными соотношениями может описывать необходимый для поддержания стационарного состояния циркуляции приток энергии. Однако условие постоянства обмена, лежащее в основе аналогии, требует при применении его для вязкой среды источника восстановления этой энергии.

Таким образом, правая верхняя формула соотношения (60) дает связь затрат энергии на поддержание циркуляции  $\Gamma$  в стационарном состоянии с частотой оборотов, а при беспорядочном движении ту же связь в зависимости от характерной частоты турбулентных колебаний. Правое нижнее соотношение дает связь масштаба вихревого образования со скоростью его вращения при данной циркуляции при заданном  $\Gamma$  для поддержания его стационарности или для беспорядочного движения — связь тех же величин с характерной циркуляцией вихрей. В обоих случаях роль частиц энергии (квант) и частиц вещества взяли на себя турбулентные вихревые образования. Может ли подобная аналогия хотя бы в некоторых видах турбулентного движения идти и дальше в отношении различия вихрей, имеющих смысл световых волн, и вихрей, характеризующих вещество, и возможно ли установить, в чем состоит аналогичность рассмотренных нами процессов с корпускулярными и волновыми, рассмотрим в следующем разделе.

#### IV. АНАЛОГИИ ВИХРЕЙ И ЧАСТИЦ

##### 13. Источники аналогии

Как известно, электромагнитное поле, в условиях которого происходят процессы распространения света и с которым связан ряд свойств частиц вещества, характеризуется наличием двух форм потенциальной



энергии (электрического и магнитного поля), действующих во взаимно-перпендикулярных направлениях и взаимодействующих с движением заряженных частиц. В связи с этим, несмотря на общность форм исходных уравнений квантовой механики и распространения пульсаций скорости, аналогии между вихрями и частицами могут оказаться сколько-нибудь глубокими и плодотворными только в тех случаях, когда турбулентные образования характеризуются тоже двумя видами потенциальной энергии, действующими во взаимно-перпендикулярных направлениях между собой и с направлением переноса энергии. Такие условия создаются в атмосфере для крупных барических образований, где, во-первых, под действием отклоняющей силы земного вращения движение воздуха происходит в первом приближении перпендикулярно силе барического градиента и где, во-вторых, кроме того, возникают силы, связанные с неустойчивостью стратификации атмосферы. Эти силы часто оказываются перпендикулярными и ветру и давлению, поскольку они в первом приближении направлены снизу вверх.

На основании изложенного видно, что основой аналогии в соотношении неопределенностей является коэффициент турбулентности; основной же мерой неопределенности, как и мерой энергии поля в квантовой механике, оказывается величина  $\hbar$ . В турбулентной среде можно ввести аналогичную ей в структуре формул величину  $|\bar{\Gamma}|$ . Для того чтобы выяснить, является ли неоднократно отмечавшаяся нами аналогия лишь внешней или она позволяет предсказывать некоторые закономерности турбулентного движения, попробуем установить, какой смысл примет аналогия в случае известных соотношений Планка и де Бройля.

Квантовая механика

Теория турбулентности

$$\left. \begin{array}{ll} \text{а) } E = \hbar \nu & \frac{E}{m} = |\bar{\Gamma}| \nu \leq 4\pi K \nu \\ \text{б) } \lambda = \frac{\hbar}{p} & \lambda = \frac{|\bar{\Gamma}|}{\Pi} \leq \frac{4\pi K}{\Pi} \end{array} \right\} \quad (61)$$

Выяснение физического смысла подобных аналогий, если они окажутся существующими, позволило бы распространить область аналогий с турбулентными образованиями на кванты света и частицы вещества. Прежде всего заметим, что постоянство  $\hbar$  требует при подборе аналогии стационарности вихревых турбулентных движений. При неустойчивости и бароклинном состоянии атмосферы возникновение циркуляции  $\Gamma$  может быть оценено двояко: 1) как эффект переворачивания слоев, когда ускорение действует в пределах пол-оборота частиц в вихре, после чего дальнейшее вращение может лишь создать обратный переход кинетической энергии в энергию неустойчивости; 2) как стационарный случай, когда за счет притока тепла извне циркуляция совершается непрерывно (как в волновых циклонах, бризах и т. п.). Первый случай можно в известной степени свести ко второму, если рассматривать движение двух противоположно расположенных частиц (верхней и нижней) с разными температурами. В этом случае за пол-оборота выделится столько же энергии, сколько и при полном обороте одной частицы при стационарной циркуляции.

#### 14. Интерпретация волн де Бройля

Этот второй случай отвечает стационарно существующему вихрю, который в соответствии с аналогиями, рассмотренными выше, и следует рассматривать как частицу, сохраняющую известную индивидуальность.

Но следует вскрыть смысл соотношения де Бройля между длиной волны, нормой циркуляции  $\frac{|\Gamma|}{4\pi}$  и импульсом «частицы» для турбулентных образований в атмосфере. Если эти отношения не сохраняются в той или иной форме, то вряд ли имеет смысл углублять аналогию между турбулентным образованием и частицей, тем более что, поскольку в атмосфере, как указывалось выше, нет количественного аналога электромагнитного поля, дальнейшие аналогии могут носить лишь качественный характер. Но, как известно, вывод уравнения Шредингера уже предполагает наличие соотношения де Бройля, так что, поскольку турбулентная диффузия приводит для количеств движения к уравнению аналогичной формы, подобный вопрос как будто снимается, хотя форма осуществления этих соотношений существенно изменяется в связи, например, с тем, что ось вращения вихрей направлена поперек их движения, а не вдоль. Нас, однако, будет интересовать постановка вопроса в более узкой его форме, которая может представлять интерес не только для философов, но и для метеорологов. Какой смысл должны принять уравнения (61) для поперечных колебаний? На первый взгляд соотношение (61б) представляет собой просто правило сохранения количества движения (точнее момента количества движения) в вихре (частице). Это в общем является справедливым. Мы и раньше встречались со схемой, в которой диссипация сопровождалась не уменьшением, а увеличением масштаба вихрей при уменьшении угловой скорости, но поперечность колебаний требует, чтобы старение вихря при увеличении его размеров обеспечивало при движении частицы систему волн, длина которых обратно пропорциональна скорости. Это оказывается возможным даже в том случае, когда рассматривается трехмерная модель движущейся частицы в соответствии с новейшим наглядным представлением о частицах Л. Д. Ландау, популярно изложенная Я. А. Смородинцевым [28].

Согласно этим взглядам, как электромагнитное колебание, так и движение нейрино выглядит как некоторый штопор в направлении движения, тогда расстояние между витками штопора и будет соответствовать длине волны, сопровождающей как распространение света, так и движение частицы. Движение материального субстрата частицы будем считать происходящим по штопору. Аналогично происходит и изменение векторов электромагнитного поля квантов, которые в этой интерпретации становятся движущимися порциями энергии, на один оборот вращательного движения. Если скорость движения частицы увеличивается в  $A$  раз, то за то же время при постоянстве сечения витков штопора они совершили бы в  $A$  раз больше оборотов на расстоянии в  $a$  раз большем, т. е. длина волны не изменилась бы. Если же с увеличением скорости радиус витков линейно убывает, к чему приводят все выше описанные формулы, то скорость прохождения витка тоже увеличивается в  $A$  раз и длина волны уменьшается в  $A$  раз. Положение не изменится, если вместо одной частицы, движущейся по витку, возьмем совокупность частиц, движущихся по всей поверхности нарезки винта, согласно (59), так как в результат войдет лишь осредненная траектория движения. Если вспомнить, что вихри, рассмотренные выше, в основном располагают начальным запасом энергии и что более компактные вихри несут больший запас энергии, то аналогия с электромагнитными волнами здесь действительно возникает. Уменьшение поперечного масштаба вихря при увеличении скорости движения, требуемое для получения аналогии с волнами вещества, может иметь место, хотя и в обратном смысле, в области макротурбулентности, где быстрее движутся относительно небольшие циклоны (и антициклоны), чем более крупные. Взаимность этих соотношений

в сущности еще не разбиралась. Такого рода поперечные колебания существуют в области макротурбулентности, причем в вихрях с вертикальной осью (или для соответствующей составляющей вихря) имеют место вертикальные движения, а при поступательном движении вихрей типа циклонов и антициклонов существует движение и вокруг горизонтальной оси (приток на одном уровне компенсируется в стационарном случае оттоком на другом). Источником энергии таких вихрей в атомной физике в общем является электромагнитное поле, а в макротурбулентной области — силы Архимеда, проявляющиеся в бароклинической атмосфере, и связанное с ними поле давления. В свою очередь энергия поля давления пополняется за счет притока тепла от солнца. Таким образом, поле давления и сила Архимеда (после потенциальных температур) должны образовать аналог электромагнитного поля, хотя, как мы уже говорили выше, количественная аналогия здесь отсутствует. Известно, что лишь бароклиническая составляющая барического поля может приводить к изменению поля температур (если не учитывать геострофических составляющих ветра). Баротропная же составляющая поля давления характеризуется вместе с кинетической энергией вихря лишь запасом энергии в частице. В соответствии с этим поле сил Архимеда следует принять за силы магнитного поля, а бароклиническую составляющую давления — за аналог электростатического поля. Что же касается баротропной составляющей поля давления, то она, будучи пассивной, переносится вместе с соответствующим ей полем скоростей ветра и может быть интерпретирована как барионный или нейтринный заряд частицы, в то время как сами баротропные составляющие циркуляции в циклоне или антициклоне — как аналог спина. Понятно, что эти аналогии чрезвычайно отдаленные и, если бы они не являлись следствием предыдущей теории и не приводили бы к некоторым любопытным следствиям из этих соотношений качественным выводам, их, возможно, не следовало бы рассматривать вовсе.

Волнам де Бройля можно дать и иную, не волновую, а статистическую интерпретацию. Если первая хорошо отвечает условиям микромира, то последняя соответствует условиям рассматриваемой аналогии в области турбулентности.

Соотношение

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{m} \quad (62)$$

может быть интерпретировано через коэффициент обмена и массу  $m$ , заключенную внутри стандартного вихря, так называемой движущейся частицы  $M$ . Тогда в турбулентном движении

$$\lambda = \frac{4\pi K m}{\Pi M} \quad (63)$$

оказывается пропорциональной пути смещения или масштабу турбулентного вихря, а именно

$$\lambda = 2\Pi L \left( \frac{m}{M} \right) \quad (64)$$

Нетрудно видеть, что формула (64) характеризует колебания, которые совершают частицы при пульсационных движениях. При прочих равных условиях импульсы, получаемые частицей от турбулентных образований, будут вызывать в ней скорости, обратно пропорциональные ее массе. Положим для простоты  $m=M$ , тогда формула (64) будет характеризовать поведение частицы, непосредственно участвующей в турбулентном движении. Длина колебания получается в этом случае равной

$$\lambda = 2\Pi L. \quad (65)$$

Попробуем интерпретировать это выражение.  $L$  характеризует диаметр вихря, и, следовательно,  $2\pi L$  характеризует путь, проходимый частицей, совершающей переход с одного вихря на другой, и возвращение назад в виде восьмерки (рис. 2) или обмен двумя частицами обоих вихрей. Подобная схема, следовательно, характеризует то обстоятельство, что вихри различных знаков в турбулентной среде должны образовывать пары и соседствовать между собой и что в процессе турбулентного движения должен иметь место обмен частицами между соседними вихрями. Разумеется, это происходит не строго периодически, а просто между всей совокупностью вихрей непрерывно происходит обмен, мерой которого оказывается не период оборота частицы внутри вихря, а двойной период, соответствующий среднему времени возврата движущейся частицы в начальную фазу на вихрь того же

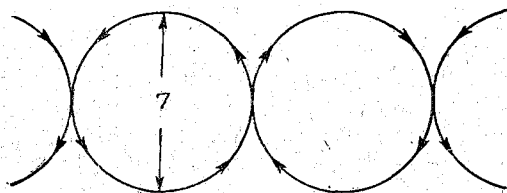


Рис. 2. Контакты вихрей разных знаков.

знака (но не обязательно тот же самый), что и в начале отсчета. Уменьшение  $\lambda$  с ростом  $\Pi$  связано с большими скоростями в вихрях малых размеров, вызываемыми проявлением закона сохранения момента количества движения.

Представим теперь, что частица движется в среднем поступательно. Поскольку она одновременно должна участвовать в движении вихря характерного масштаба  $L$  с той же скоростью, что и скорость поступательного движения, то в каждый момент это возможно, очевидно, только для точки, расположенной в центре вихря. В среднем же эта скорость получается для любой частицы внутри вихря, хотя темп ее поступательного движения будет неравномерным, а фактическая траектория будет иметь циклоидальный характер (причем возможно как эпитака и гипоциклоиды) с длиной волны, действительно равной  $2\pi L$ . При условии, что полный цикл движения осуществляется в течение двух оборотов с вихрями, между которыми осуществляется обмен, получается, что частица будет двигаться не просто по правилу винта, рассмотренному выше, а все время будет выписывать восьмерки определенного знака. В последнем случае число вихрей, действующих на частицу, оказалось бы пропорционально скорости ее движения, а создаваемые ими поперечные флуктуации скорости обратно пропорциональны ее массе и диаметрам соответствующих вихрей,  $\lambda$  в этом случае имело бы смысл, аналогичный длине свободного пробега, а именно удвоенный средний период воздействия на частицу вихря одного знака.

### 15. Качественная аналогия вихрь — частица

На основании всего предыдущего наличие подобных аналогий с квантово-механическими соотношениями не только возможно, но и неизбежно. Правда, как мы видели выше, аналогия не есть тождество, и сходство здесь столь отдаленное, что его можно было бы и отрицать, если не удовлетворялись бы количественно некоторые соотношения, дающие возможность проводить параллели между двумя очень отдаленными областями знания. К сожалению, если в предыдущих разделах аналогии получились количественного характера, в данном разделе они будут преимущественно качественного характера, так как закономерности электромагнитного поля и термобарического поля атмосферы существенно различны, несмотря на то что аналогии между тем и другим

замечены уже давно и используются в курсах динамической метеорологии.

По характеру своего действия к электрическому полю ближе всего стоит сила барического градиента, создающая, в частности, по крайней мере в принципе, силы отталкивания у вихрей одного знака и силы притяжения для вихрей разных знаков, хотя и в другом соотношении от расстояния между частицами, чем в условиях электростатического поля. Таким образом, аналогом заряженной частицы можно считать барическое образование в баротропном поле атмосферы. Какие частицы следует считать заряженными положительно, какие отрицательно — это, пожалуй, условность, но учитывая, что масштабы положительно заряженных частиц в естественных процессах в микромире больше масштабов частиц, заряженных отрицательно, и такое же соотношение имеет место в атмосфере между антициклональными и циклоническими преобразованиями, следует положительно заряженными считать поля высокого давления, а отрицательно заряженными — поля низкого давления.

Поскольку в начальный момент возникновения циклона представляет собой волну в бароклинных условиях, то волновой циклон может рассматриваться как аналог световой волны (чисто «электромагнитное» явление). С переходом циклонов и антициклонов в вихревую стадию часть их барического поля не участвует в перераспределении тепла, но создает индивидуальность частицы. Основными долговечными частицами вне ядра в микромире являются электрон и протон, в ядре содержатся также нейтроны и другие частицы. Барические системы, отождествляемые нами с электрическими зарядами, характеризуются обычно сравнительно подвижными и небольшими по размеру циклонами и относительно устойчивыми, занимающими большую площадь и долговечными антициклонами, являющимися дирижирующими полями давления и определяющими траектории циклонов. По своим масштабам, дирижирующей роли во взаимодействии барических систем и долговечности антициклон целесообразно считать аналогом протона, а циклон — электрона (позитрон и антипротон и здесь оказываются неустойчивым состоянием вещества). Симметричные вихри, лишенные «заряда», тогда приходится принять за аналоги нейтрино и нейтрона. Другие неустойчивые частицы, по крайней мере на данной стадии исследования, рассматривать не имеет смысла. Антициклональные области, большие и долговечные, образуют «ядра», вокруг которых движутся циклонические области. Конечно, никаких четких значений массы циклонов и их отношений к массе антициклонов здесь не имеется. Качественная аналогия, предположенная автором, будет себя оправдывать, если на ее основе обнаружатся явления аналогичные, широко известные в атомной физике, основанные на волново-корпускулярной структуре вещества. Из таких явлений отметим лишь 1) преодоление потенциального барьера и 2) аннигиляция и возникновение частиц. Будем считать аналогией имеющей место, если указанные явления наблюдаются в макрометеорологии и вызываются совокупностью волново-корпускулярных свойств барических систем.

## 16. Преодоление потенциального барьера

Из ярких аналогий, возникающих в столь отдаленных областях, как макротурбулентность и микромир, прежде всего следует отметить преодоление потенциальных барьеров, что является вообще характерным для флюктуирующих величин.

Некоторыми учеными, в частности Чандрасекаром [29], разобраны вопросы, связанные с преодолением потенциальных барьеров, получаю-

щихся при броуновском движении. Здесь преодоление барьера аналогично действию сильного порыва ветра при относительно малой средней скорости. Наиболее интересным с точки зрения интересующей нас аналогии является орографический фронтогенез. Суть его, как известно, состоит в том, что когда циклон не может преодолеть горную преграду, фронтальная поверхность огибает ее, и в подветренной части образуется волновой циклон, который, активно развиваясь на фоне быстро затухающего прежнего циклона, создает иллюзию переваливания циклона через возвышенность. Таким образом, здесь корпускулярный процесс комбинирует с волновым. Кстати, для образования циклона на фронте, обходящем с юга горную систему, также необходимо, чтобы потенциальные барьеры вдоль пути движения циклона не превышали размеров циклонических образований, на что обращено внимание, например, в работах Н. В. Петренко [30].

### 17. Неразличимость частиц

Вопросу о неразличимости частиц в ядре атома соответствует передача вещества и энергии из одних барических систем в другие. Правда, мы сравнительно редко имеем дело со слиянием циклонических систем, приводящих к неразличимости отдельных циклонов, но если рассматривать массы воздуха, участвующие в вихревых движениях, то при приближении и удалении вихрей передача массы из одной системы в другую, особенно при перестройке барического поля, вполне возможна и, очевидно, происходит в достаточно больших масштабах.

### 18. Аннигиляция и воссоздание частиц

Одним из наиболее сложных вопросов, вызвавших в свое время много споров философского характера, в квантовой механике является аннигиляция и, по существу, трансформация частиц. Известно, что при столкновении пары электрон—позитрон получается пара фотонов, разлетающихся в направлениях, перпендикулярных направлению столкновения, и, наоборот, вблизи ядра возможно образование пар электрон—позитрон при столкновении фотонов.

Соответственно в области макротурбулентности известен процесс превращения вихревого движения в энергию безвихревого движения общей циркуляции, о чем говорит Аракава [31], Монин [7] и мн. др., и более известный обратный случай образования циклонических и антициклонических областей при встрече прямолинейных потоков в так называемой  $\Delta$ -точке.

Рассмотрим процесс трансформации вихревого движения в безвихревое, соответствующее картине столкновения электрона с позитроном. В микромире этот процесс происходит весьма кратковременно с вылетом пары фотонов в перпендикулярном столкновению направлении. В области макротурбулентности мгновенного слияния циклона с небольшим антициклоном и мгновенной трансформации их кинетической и потенциальной энергии в иные формы не происходит, но при сближении циклонов и антициклонов резко усиливается прямолинейный поток на их границе, и поскольку термические аномалии в обеих системах должны быть разных знаков, то параллельно с этим должны развиваться и фронтальные явления. Уместно обратить внимание на некоторые нарушения аналогии: вблизи атомного ядра столкновение позитрона с электроном приводит к образованию двух противоположно направленных фотонов,

у нас же только одного, однако это нарушение пропадает, если рассмотреть не одну пару, а систему пар позитрон—электрон, расположенных параллельно друг другу. Тогда по разные стороны каждой барической системы формируется два противоположно направленных потока (рис. 3), конвергирующих с соответствующими потоками следующей частицы, т. е. аналогия восстанавливается. Нетрудно видеть, что эта картина весьма похожа на схемы атмосферной циркуляции Бьеркнеса, Бергерона и др., обычно помещаемые в учебниках, а также на схемы меридиональных циркуляций естественных синоптических районов.

Происходит ли при этом аннигиляция вихрей? Ведь каждый вихрь в отдельности продолжает существовать, хотя его энергия постепенно превращается в энергию зональных или меридиональных потоков. При определенном подходе этот случай можно рассматривать в среднем как безвихревое движение. В самом деле, поскольку циркуляция  $\Gamma$  будет для циклонов и антициклонов разных знаков, то циркуляция по контуру, охватывающему каждую пару, будет близка к нулю. Такого рода явление происходит, например, при многолетнем осреднении циркуляции умеренных широт и на картах барической топографии, где вместо ежедневной картины вихрей остается зональный поток с небольшими возмущениями. Столкновение двух прямолинейных потоков, образующих  $\Delta$ -точку, показано на рис. 4.

Здесь мы должны ожидать появления циклонов по оси сжатия, где происходит конвергенция, и антициклонов по оси растяжения, где происходит дивергенция. Так будет обстоять дело на наземной карте, и обратная картина будет при этом на высотных картах. Однако двойное количество циклонов и антициклонов говорит о том, что потоки по разные стороны оси растяжения следует считать самостоятельными.

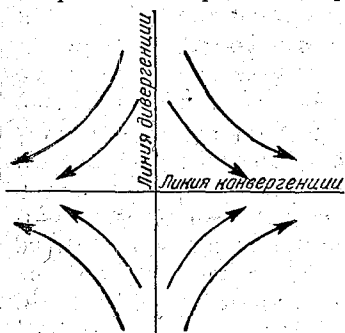


Рис. 4. Потоки в  $\Delta$ -точке.

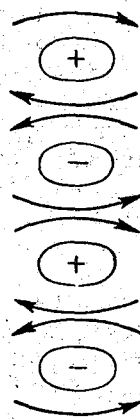


Рис. 3. Контакты антициклонических и циклонических циркуляций.

Таким образом, аннигиляция, а правильнее говоря трансформация вихревых движений в волновые и волновых в вихревые, представлена в атмосферной макротурбулентности весьма широко, здесь аннигиляция лишена какого-либо мистического покрывала и выглядит как группа обыденных, постоянно наблюдаемых явлений.

## 19. Другие примеры

Перечисленными примерами отнюдь не исчерпывается возможность аналогий между макротурбулентностью и микромиром. В частности, например, второе уравнение Н. Бора в толковании де Бройля, связывающее орбиты электронов с возможностью уложения замкнутой волны целое число раз по орбите, имеет отдаленную аналогию с распределением барических систем общей циркуляции, с пробегами волн и давления вдоль круга широт, с устойчивостью движения циклонических систем вокруг антициклонического образования и т. п. Однако, в отличие от изложения в других разделах, здесь имеет место только качественная аналогия, возможность использования которой для решения метеорологических вопросов, с одной стороны, не исследована, и, с другой — ограничена. Поэтому пока мы не считаем целесообразным развивать эту сторону вопроса.

## ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

В данной статье автор попытался изучить турбулентные переносы пульсаций количеств движения теми же или иными пульсациями. Математическая трактовка показывает, что в этом случае неизбежна диссипация энергии, пока мы не дойдем в соответствии со вторым законом термодинамики до масштабов молекул, где переход поступательного движения во вращательное и обратно — суть процессы обратимые. Математическое выражение переноса пульсаций движения пульсациями приводит к уравнению диффузии с мнимым коэффициентом, аналогичному, хотя и более общему, чем уравнение Шредингера в квантовой механике. Хотя в квантовой механике, как и в молекулярной термодинамике, рассматриваются преимущественно обратимые процессы (кроме рассеяния пакетов), многие стационарные случаи, когда приток энергии для поддержания турбулентности равен затрате на диссипацию, могут решаться с помощью аппарата, ранее разработанного в квантовой механике, и в том числе задачи на рассеяние субстанции, связанные с принципом неопределенности. Данная аналогия следует из общих уравнений механики. Принцип неопределенности в вопросах турбулентности можно обнаружить даже методом простой аналогии, но он получается и на основании исходных уравнений, причем философские постановки вопроса В. А. Фока и Е. С. Крылова, а также Д. И. Блохинцева для квантово-механических явлений здесь также сохраняют смысл. Как выясняется, эти концепции в применении к вопросам пульсаций количества движений отнюдь не противоречат друг другу, а скорее дополняют одна другую для разных сторон процесса или разных процессов.

Пользуясь тем же аппаратом, можно найти турбулентные аналоги квантов энергии (циркуляции), а для макротурбулентности — даже частиц вещества; последнее, однако, лежит в основном за пределами количественной аналогии и представляет на сегодня более курьез, чем научную разработку. Возможность применения аппарата квантовой механики для изучения атмосферной турбулентности имеет как принципиальное, так и практическое значение. Наглядный анализ некоторых форм неопределенности, возникающих в уравнениях с обычным и мнимым коэффициентом диффузии, имеет не только познавательное значение для метеорологов, но и определенное общеполитическое значение, поскольку показывает в наглядной форме наличие общности в весьма различных областях. В отношении одной из них (квантовой механики) вообще утвердилось представление о принципиальном несходстве ее закономерностей и закономерностей микромира [32, 33] и др. Будет ли обнаружившаяся область математических аналогий представлять какой-либо интерес для физиков, например для наглядного моделирования тех или иных схем, автор, не будучи специалистом физиком, определить не берется.

## ЛИТЕРАТУРА

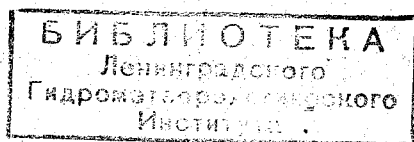
1. Richardson L. F. Atmospheric diffusion on distance neighbour graph. Proc. Roy. Soc. (A), v. 110, 1926.
2. Richardson L. F. Search for the law of the atmospheric diffusion. Beitr. Physik. Atmosph., 15, 1929.
3. Обухов А. М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4—5, 1941.
4. Гандин Л. С., Лайхтман Д. Л., Матвеев Л. Т., Юдин М. И. Основы динамической метеорологии. Гидрометеиздат, Л., 1955.
5. Давыдов Б. И. Уравнение диффузии с учетом молекулярной скорости. ДАН СССР, т. II, № 7, 1935.
6. Ляпин Е. С. О турбулентном перемешивании в атмосфере. Метеорология и гидрология, № 5, 1948.



7. Монин А. С. О макротурбулентном обмене в земной атмосфере. Изв. АН СССР, серия геофиз. № 4, 1956.
8. Будыко М. И. и Юдин М. И. Тепловой обмен поверхности земли с атмосферой и равновесный градиент температуры. Метеорология и гидрология. № 1, 1948.
9. Шифф Л. Квантовая механика. Изд. иностр. лит., М., 1957.
10. Бом Д. Причинность и случайность в современной физике. ИЛ., М., 1959.
11. Давыдов Б. Квантовая механика и термодинамическая необратимость. Журнал эксперим. и теоретич. физики, т. 16, вып. 2, 1946.
12. Sakakibara S. On the transverse eddy resistance acting on moving air in the lower atmosphere. The geoph. mag. v. 1926—1928, Tokyo.
13. Firth R. Über einige Beziehungen zwischen klassischer Statistik- und Quantenmechanik. Zeitschrift für Physik, 1933, H. 3—4.
14. Четаев Н. Г. Об устойчивых траекториях динамики. Учен. зап. Каз. гос. университета, т. 91, кн. 4, вып. 1, 1931.
15. Четаев Н. Г. Об устойчивых траекториях механики. Сб. научных трудов Казанского авиационного института, № 5, 1936.
16. Четаев Н. Г. Замечания к классической Гамильтоновой теории. ПММ, т. XXIV, вып. 1, 1960.
17. Четаев Н. Г. Устойчивость движения. 2-е изд. Гостехиздат, М., 1955.
18. Четаев Н. Г. О некоторых задачах об устойчивости движения в механике. ПММ, т. XX, вып. 3, 1956.
19. Четаев Н. Г. О некоторых задачах об устойчивости движения. Книга трудов Всесоюзного математического съезда в Москве, июнь, июль 1956, т. III. Обзорные доклады, АН СССР, М., 1958.
20. Крылов Е. С. и Фок В. А. О двух основных толкованиях соотношения неопределенности. Журнал эксперим. и теоретич. физики, т. 17, вып. 2, 1947.
21. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М. — Л., 1949.
22. Lettau H. Gross-Austausch über Europa und dem Nordatlantic im Winter 1931. Gerl. Beiter zur Geophys. Bd 40, H 4, 1933.
23. Lettau H. Atmosphärischen Zirculation auf der nördlichen Halbkugel im Lichte der Turbulenzvorstellungen. Ann. d. Hydr., v. 62, 1934.
24. Hillebrand R. Untersuchungen über der atmosphärischen Gross-Austausch und seine Bedeutung als Klima-faktor. Veroff. d. Geoph. Inst. d. Univ. Leipzig. 2. ser. XI, 1937—1939.
25. Григорьева А. С. К вопросу о горизонтальном обмене в атмосфере. Труды ГГО, вып. 84, 1958.
26. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН СССР, т. 30, № 4, 1941.
27. Григорьева А. С. и Дроздов О. А. О зависимости горизонтального рассеяния от времени. Труды ГГО, вып. 84, 1958.
28. Смородинцев Я. А. Античастицы — антивещество — антимир. Природа, № 6, 1960.
29. Чандрасекар С. Статистические проблемы физики и астрономии. Гос. изд. иностр. лит., М., 1947.
30. Петренко Н. В. О влиянии меридиональных горных хребтов на эволюцию циклонов. Труды ЦИП, № 7 (34), 1948.
31. Arakawa H. On the maintenance of Wesserties and tropical revolving winds systems. J. Met. Soc. of Japan, N 6, 1953.
32. Омельяновский М. Э. Философские вопросы квантовой механики. Изд. АН СССР, М., 1956.
33. Фаталиев Х. М. Развивать содружество преподавателей философии и естественных наук. Вестник Высшей школы, № 12, 1956.

## СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                                                                                                                  | Стр. |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Л. А. Строкина. Тепловой баланс океанов . . . . .                                                                                                                                | 3    |
| Л. П. Спирина. Изменение режима температуры на Европейской территории СССР и в Западной Сибири за последние десятилетия . . . . .                                                | 26   |
| — Л. А. Вителъс. Аномалии циклического хода солнечной активности и тенденции современных колебаний климата . . . . .                                                             | 35   |
| О. Г. Сорочан и М. И. Лушинская. Условия переноса и трансформации осадкообразующих воздушных масс над Азиатской территорией СССР в весенний период . . . . .                     | 55   |
| Л. Р. Сонькин. К вопросу о связи зимних синоптических процессов Восточной Азии и прилегающей части Тихого океана с общей циркуляцией атмосферы . . . . .                         | 73   |
| Л. Р. Сонькин. Формирование и эволюция зимней высотной фронтальной зоны на границе Евразии и Тихого океана и ее прогностические свойства . . . . .                               | 84   |
| — Т. В. Покровская. Статистическая оценка прогнозов месячной температуры на Европейской территории СССР с использованием характеристик циркуляции по Г. Я. Вангенгейму . . . . . | 94   |
| Б. И. Сазонов. К построению теории взаимодействия солнечных корпускулярных потоков с атмосферой Земли . . . . .                                                                  | 107  |
| Б. И. Сазонов. О некоторых общих чертах движения воздуха в тропосфере и нижней ионосфере . . . . .                                                                               | 119  |
| Б. И. Сазонов. О нерешенных вопросах взаимодействия верхних слоев атмосферы с нижними . . . . .                                                                                  | 127  |
| О. А. Дроздов. О некоторых вопросах турбулентной диффузии . . . . .                                                                                                              | 138  |



Редактор Л. А. Чепелкина.

Техн. редактор А. Г. Алексеев

Корректоры: Т. М. Наумова и Н. И. Оршер

Сдано в набор 25/V 1962 г.

Подписано к печати 10/XI 1962 г.

Бумага 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>

Бум. л. 5,63

Печ. л. 15,41

Уч.-изд. л. 14,97

Тираж 1000 экз.

М-76304

Индекс МЛ-163

Гидрометеорологическое издательство.

Ленинград. В-53, 2-я линия, д. 23.

Заказ № 596

Цена 1 руб. 05 коп.

Типография № 8 Управления полиграфической промышленности Ленсовнархоза  
Ленинград, Прачечный пер., д. № 6.