

В. Н. МАЛИНИН

ВЛАГООБМЕН

В СИСТЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1994

Рецензенты: д-р геогр. наук В. И. Бабкин, проф. Д. В. Чаликов.

Рассматривается современное состояние проблемы крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера. Обсуждаются методы расчета и закономерности формирования полей атмосферной влажности, горизонтального переноса атмосферной влаги, а также испарения, осадков и баланса пресных вод в океанах. При этом основное внимание уделяется их межширотной и внутригодовой изменчивости.

Кроме того, рассматривается формирование межгодовой изменчивости уровня Каспийского моря исходя из крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера—суша. Предлагаются методы долгосрочного прогноза составляющих водного баланса и уровня моря с заблаговременностью от одного года до двух десятилетий.

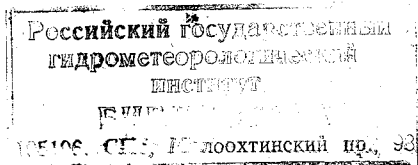
Предназначена для широкого круга специалистов в области океанологии, гидрологии и климатологии. Может быть полезна также для аспирантов и студентов гидрометеорологического профиля.

The problem of large-scale hydrological cycle in the ocean—atmosphere system is considered. Methods of computation and regularities of the formation atmospheric moisture fields, horizontal water vapor transport as well as evaporation, rainfall and the balance of fresh waters in the oceans are discussed. Principal attention is given to interlatitudinal and seasonal variability of these components.

Besides that formation of interannual variability of the Caspian sea level is considered on the basis of large-scale water balance in ocean—atmosphere—land system. Methods of long-range forecast of water balance components and of the Caspian sea level are proposed.

The book is intended for specialists in oceanology, hydrology, climatology and may be useful for students and post-graduate students.

Федеральная целевая программа книгоиздания России



М 1805040600-008 Без объявл.
069(2)-94

© В. Н. Малинин, 1994 г.

ISBN 5-286-01045-8

ПРЕДИСЛОВИЕ

Для земного шара характерно наличие системы планетарных (глобальных) круговоротов энергии и различных веществ (воды, газов, солей), приводимых в движение прежде всего солнечной радиацией. Важное место в этой системе занимает круговорот воды, или, другими словами, глобальный гидрологический цикл, представляющий непрерывный процесс циркуляции и перераспределения всех природных вод между отдельными оболочками Земли и устанавливающий определенные соотношения между ними при различных масштабах осреднения.

«Глобальный гидрологический цикл (ГГЦ) не является частным вопросом метеорологии, океанологии или гидрологии, а представляет собой сложную геофизическую проблему. При этом геофизическое понимание глобального водного баланса предполагает определение не только всех видов вод и гидрологических объектов, но и всех потоков влаги в пределах гидросферы, атмосферы, литосферы и между ними, а также разного масштаба процессов в пространственном и временном разрезах и их сложные, нелинейного характера взаимодействия друг с другом».

Такое понимание ГГЦ и основных проблем его изучения, сформулированное Сатклиффом еще в 1970 г. на открытии международного симпозиума по мировому водному балансу [128], не только не устарело, но, напротив, приобретает все более актуальное звучание.

Действительно, несмотря на внешнюю простоту схемы круговорота влаги в природе, наши знания о физических процессах, его составляющих, еще явно недостаточны. Более того, с уменьшением пространственно-временных масштабов осреднения гидрологические процессы настолько усложняются, что иногда не представляется возможным количественно оценить члены уравнения водного баланса [39]. Весьма низка также точность измерений и расчетов составляющих гидрологического цикла (ГЦ). Достаточно сказать, что даже глобальные оценки потоков влаги между отдельными оболочками Земли, полученные разными авторами в последние годы, значительно отличаются друг от друга. Особенно плохо обстоит дело с оценкой количества осадков, выпадающих на поверхность Мирового океана, точность определения которых практически не поддается учету.

Так как ГГЦ представляет закрытую систему и является важнейшей составной частью глобального климата, в значительной степени определяя спектр его колебаний, то вполне естественно,

что многие научные концепции и выводы, сформулированные относительно проблемы изучения климата, могут быть непосредственно перенесены на проблему изучения ГГЦ.

Принято считать [100], что до настоящего времени нет удовлетворительной общей теории климата. Сказанное в полной мере относится и к ГГЦ, поскольку до сих пор нет единой теории, описывающей гидрологический цикл. Так как атмосфера является центральным и наиболее изменчивым компонентом климатической системы океан — атмосфера — криосфера — биосфера, то вполне определенно можно утверждать, что атмосферное звено играет центральную роль в ГГЦ и, стало быть, требует к себе самого пристального внимания.

Определяющее значение для формирования климата имеет крупномасштабное взаимодействие между океаном и атмосферой. В связи с этим проблему крупномасштабного влагообмена в системе океан — атмосфера следует также считать ключевой в понимании закономерностей формирования ГГЦ и изменчивости его отдельных составляющих.

Однако, если тепловое влияние океана на формирование климата находится в центре внимания исследователей и данной проблеме посвящен уже не один десяток монографий, то значительно хуже обстоит дело с изучением крупномасштабного влагообмена между океаном и атмосферой и его влияния на формирование ГГЦ. За исключением краткого обзора, выполненного еще в 1969 г. Лаевасту, Кларком и Вольфом [182], до настоящего времени в данном направлении нет, по существу, ни одного обобщенного исследования. В связи с этим автор попытался дать систематическое освещение вопросов, связанных с закономерностями формирования испарения, осадков, пресноводного баланса океанов, а также взаимосвязи процессов влагообмена через поверхность раздела океан — атмосфера с формированием глобального водного баланса. При этом особое внимание было уделено особенностям формирования межширотной и внутригодовой изменчивости составляющих водного баланса атмосферы и океана. Межширотная изменчивость определяется меридиональными градиентами и прежде всего градиентом экватор — полюс, в связи с чем изменчивость гидрометеорологических процессов вдоль круга широты и во времени в фиксированной точке океана оказывается, как правило, существенно меньше меридиональной изменчивости [138]. Для изучения межширотной и внутригодовой изменчивости использовалось в основном среднее месячное (за многолетний период) и зональное (вдоль круга широты) осреднение, представляющее собой наиболее сжатый способ описания атмосферы или океана [118].

Монография состоит из шести глав. В первой главе предлагается систематизированное изложение результатов многих исследований за последние два десятилетия по изучению формирования глобального водного баланса атмосферы, а также взаимосвязи процессов влагообмена между океаном, атмосферой и сушей.

В трех последующих главах обсуждаются методы расчета, их точность и особенности формирования годового хода полей атмосферной влажности (гл. 2), характеристик влагообмена (гл. 3) и составляющих баланса пресных вод (гл. 4). В гл. 5 приводятся методика и результаты районирования Мирового океана по характеристикам влагообмена с помощью кластерного анализа. Наконец, в последней главе рассматриваются причины межгодовой изменчивости уровня Каспийского моря и методы его долгосрочного прогноза.

Большое внимание к методам расчета и точности составляющих гидрологического цикла не является случайным, ибо вследствие разрозненности и слабой освещенности обширных океанических акваторий гидрометеорологической информацией такой расчет очень часто просто не представляется возможным. Очевидно, наиболее реальным выходом в данной ситуации является разработка косвенных методов расчета составляющих ГЦ, основанных на тех или иных физических представлениях. Так, например, к их числу можно отнести широко известный аэродинамический метод оценки испарения. Заметим, однако, что даже его использование, несмотря на всю простоту, встречает серьезные затруднения, особенно в климатологических расчетах.

В связи с этим одной из задач автор считал разработку таких способов параметризации составляющих ГЦ, чтобы, с одной стороны, использовалось минимальное число определяющих и доступных параметров, а с другой — точность получаемых результатов, по крайней мере, не уступала бы точности традиционных методов расчета. Естественно, это потребовало определенного переосмысления существующих взглядов на процессы формирования влагообмена в системе океан — атмосфера. Большое внимание было уделено совместному анализу характеристик влагообмена и поля солености поверхностного слоя воды, которая, по меткому выражению К. Н. Федорова, вплоть до настоящего времени являлась «Золушкой» океанологии.

Следует иметь в виду, что при разработке параметрических схем вводится в рассмотрение значительное число эмпирических параметров, которым необязательно придавать глубокий физический смысл и «единственным критерием выбора которых является наилучшее соответствие результатов расчетов эмпирическим данным» [37]. Поэтому большое значение уделялось тщательной проверке полученных результатов с использованием самых различных балансовых и статистических критериев.

Что касается проблемы прогноза уровня Каспийского моря, то ее актуальность и практическую значимость трудно переоценить. Однако, несмотря на многочисленные исследования в данном направлении, считается общепризнанным отсутствие надежных методов долгосрочного прогноза уровня. По мнению автора, это связано прежде всего с отсутствием ясных физических представлений о генезисе (происхождении) межгодовой изменчивости уровня моря.

В настоящее время существуют различные точки зрения по этому вопросу, причем некоторые из них (вертикальные тектонические движения, водообмен через дно моря, подземный приток к морю со стороны Средней Азии, отсечение заливов Кара-Богаз-Голдамба и др.) при рассмотрении их с количественных позиций явно не выдерживают критики. Наиболее вероятной считается климатическая обусловленность колебаний уровня. При этом следует ответить только на один вопрос, а именно, каким образом межгодовые колебания уровня связаны с климатообразующими факторами, ответственными за формирование глобального климата. К сожалению, современная наука не дает на него ответа.

Поэтому в данной работе предпринята попытка рассмотреть всю цепочку причинно-следственных связей от климатообразующих факторов до колебаний уровня и наметить физически обоснованные методы долгосрочного и сверхдолгосрочного прогноза составляющих водного баланса и уровня моря.

Автор выражает благодарность сотрудникам РГГМИ, и прежде всего А. В. Безмельницыну, за помощь в работе. Кроме того, автор признателен проф. Б. А. Кагану и проф. Н. П. Смирнову за постоянную поддержку и советы, а также рецензентам проф. Д. В. Чаликову и д-ру геогр. наук В. И. Бабкину за полезные замечания и предложения, которые способствовали улучшению содержания этой книги.

ГЛАВА 1

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ГИДРОЛОГИЧЕСКОГО ЦИКЛА

1.1. Структура и взаимосвязь различных звеньев гидрологического цикла

Гидрологический цикл удобно представить в виде системы из четырех взаимосвязанных резервуаров (океан, материка, криосфера, атмосфера), между которыми происходит непрерывный процесс циркуляции и перераспределения природных вод (рис. 1.1).

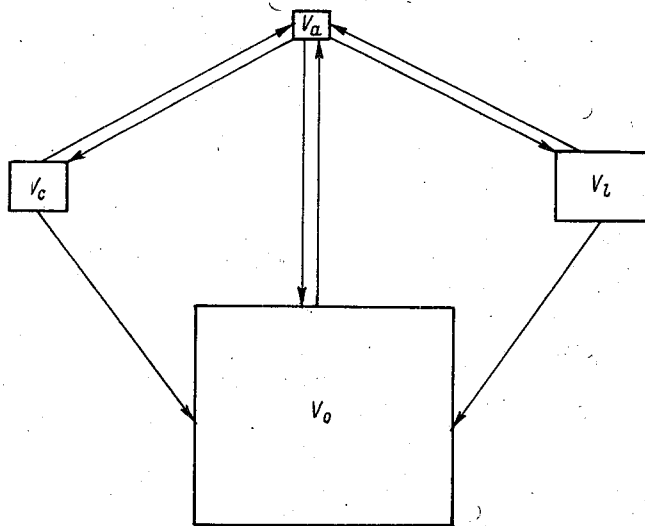


Рис. 1.1. Резервуарная модель гидрологического цикла.

Самым большим водным резервуаром является Мировой океан (МО), содержащий $13,38 \cdot 10^8 \text{ км}^3$, или 96,5 % общих запасов воды на Земле, оцениваемых в настоящее время в $13,86 \cdot 10^8 \text{ км}^3$ [108]. Самым малым резервуаром, содержащим влагу, является атмосфера, где находится лишь $13 \cdot 10^3 \text{ км}^3$, или 0,001 % общих запасов природных вод. Несмотря на это, значение атмосферной влаги для ГЦ, как будет показано ниже, чрезвычайно велико.

В отличие от МО и атмосферы, на материках и в криосфере наблюдается большое многообразие видов природных вод. Так, материковые воды можно разделить на речные, озерные, болотные, почвенные, подземные (включая гравитационные и капиллярные) и биологические. Суммарное их количество оценивается в $34,137 \cdot 10^6 \text{ км}^3$, что составляет 2,475 % общих запасов вод на Земле.

К криосфере Земли относятся материковые ледяные щиты, горные ледники, льды вечной мерзлоты, сезонный снежный покров и морские льды. Приблизленно суммарный объем воды в криосфере можно оценить в $24,4 \cdot 10^6 \text{ км}^3$, или 1,76 % общего запаса природных вод.

Заметим, что в связи с трудностью определения запасов вод в резервуарах, особенно на материках и в криосфере, существуют различные мнения по их оценке. В связи с этим все оценки заимствованы нами из одного источника [108].

По современным представлениям общие запасы природных вод в течение длительного периода, измеряемого геологическими эпохами, практически остаются неизменными, т. е. поступление воды из земных недр и космического пространства на поверхность Земли очень мало ($0,5\text{—}1,0 \text{ км}^3$) и почти компенсируется потерей воды в космос вследствие рассеивания водяного пара в верхних слоях атмосферы. Это означает, что ГГЦ, объединяющий все четыре резервуара, является замкнутой системой и может быть представлен с помощью следующего выражения:

$$V_o + V_c + V_l + V_a = \text{const.} \quad (1.1)$$

Здесь V_o , V_c , V_l и V_a — соответственно суммарные запасы воды в Мировом океане, криосфере, материках и атмосфере.

Хотя ГГЦ является замкнутой системой, внутри нее между отдельными резервуарами постоянно происходит перераспределение вод, в результате которого запасы вод в каждом резервуаре меняются во времени. Эти колебания могут быть разного масштаба: короткопериодными, сезонными, многолетними, вековыми и многовековыми. Наиболее мощными являются сезонные и многовековые колебания.

Сезонные колебания в основном обусловлены площадью распространения криосферы, а также изменениями в запасах почвенных и грунтовых (подземных) вод. Так, по спутниковым данным, осредненным за 7 лет [181], площади, покрытые снегом, материковым и морским льдом, составляли на земном шаре в январе $76 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ (в том числе в северном полушарии $58 \cdot 10^6 \text{ км}^2$), а в июле $39 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ (в северном полушарии $14 \cdot 10^6 \text{ км}^2$), т. е. летом практически в два раза меньше. Что касается запасов почвенных и подземных вод, то их максимум наблюдается в марте, а минимум — в сентябре [34]. К сожалению, надежных оценок сезонных изменений запасов вод в отдельных резервуарах в настоящее время нет.

Многовековые колебания в истории Земли связаны с эпохами оледенения, которые кардинально изменяли климатический и гидрологический режимы планеты. При этом происходило перераспределение природных вод. В ледниковые эпохи, когда океан отступал, площадь криосферы значительно увеличивалась, и наоборот, при потеплении происходила перекачка вод криосферы в МО.

Очевидно, все оценки межвековых колебаний в значительной степени гипотетичны. По-видимому, лучшим их индикатором является средний уровень МО. Поэтому реставрация данных об уровне в различные геологические эпохи представляет важную задачу геофизики [65]. Естественно, что наиболее достоверными являются сведения об изменениях уровня в настоящую эпоху. Так, можно полагать, что за последние 20 тыс. лет уровень МО повысился почти на 100 м [169], а в текущем столетии, за 1900—1960 гг., он повысился на 12,5 см [66], что изменило его объем всего на 0,002 %.

Каждый резервуар вместе со всеми видами вод, заключенными в нем, а также с потоками вод внутри него и на границах можно рассматривать в качестве самостоятельного звена ГЦ, т. е. процессы влагообмена для каждого звена ГЦ можно считать относительно независимыми друг от друга. Таким образом, имеем четыре звена ГЦ: океаническое, материковое (наземное), криосферное и атмосферное, которые будем считать основными структурными единицами ГЦ.

Учитывая, что все звенья ГЦ связаны между собой, имеет смысл взаимодействующие звенья рассматривать как единые гидрологические системы (ГС). В результате имеем шесть таких ГС, из которых наиболее важными следует, очевидно, признать системы океан—атмосфера и литосфера—атмосфера.

Одновременно с этим каждое из звеньев ГЦ можно разделить на более мелкие сравнительно однородные части (например, океаническое звено ГЦ разделяется на ГЦ отдельных океанов, морей, заливов, проливов и т. п.), которые назовем гидрологическими подсистемами (ГП). Самой малой частью ГП является единичная масса воды, льда, воздуха или почвы.

Математической моделью ГЦ является уравнение водного баланса, которое отражает универсальный закон сохранения вещества и в самом общем виде в алгебраической записи может быть представлено следующим образом:

$$\sum_{i=1}^n \Delta X_i = \sum_{i=1}^k X_{\text{пр } i} - \sum_{i=1}^l X_{\text{п } i}, \quad (1.2)$$

где $\sum_{i=1}^n \Delta X_i$ — сумма аккумуляционных составляющих водного баланса, характеризующих изменение запасов вод во времени;
 $\sum_{i=1}^k X_{\text{пр } i}$ — сумма приходных компонентов водного баланса, озна-

чающих увеличение объема вод; $\sum_i^j X_{pi}$ — сумма расходных компонентов, характеризующих уменьшение объема вод.

Для закрытой системы, какой является ГГЦ, $\sum_i^n \Delta X_i = 0$, а правая часть обращается в очевидное тождество

$$P_{gl} = E_{gl},$$

из которого следует равенство глобальных оценок осадков (P_{gl}) и испарения (E_{gl}). Все остальные гидрологические системы являются уже открытыми, а для них аккумуляционные составляющие

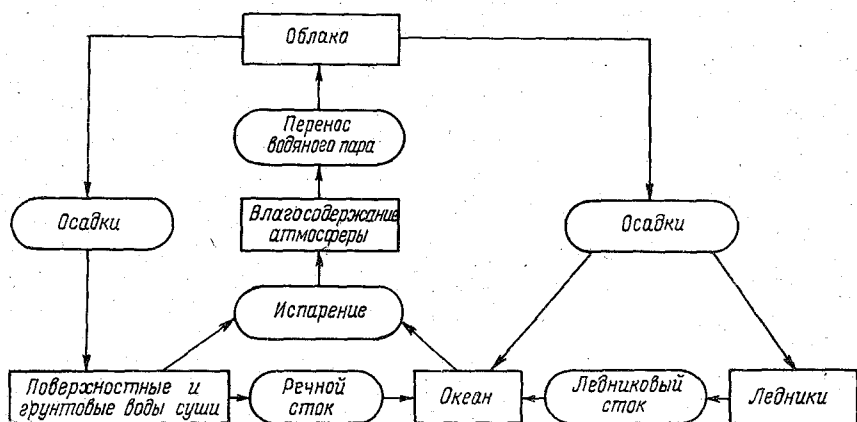


Рис. 1.2. Схема глобального гидрологического цикла с учетом наиболее важных видов природных вод и процессов влагообмена.

могут обращаться в нуль лишь для средних многолетних условий и то не во всех случаях. С уменьшением пространственных масштабов уравнение водного баланса обычно усложняется, причем иногда члены уравнения (1.2) не могут быть количественно оценены.

Приведенная на рис. 1.1. схема ГЦ может быть представлена в более детальном виде, причем степень детальности будет зависеть прежде всего от целей исследования. Теоретически можно даже учесть все виды вод и их потоки для каждого резервуара, какими бы малыми они не были. Однако практически осуществить это в компактной форме вряд ли возможно.

Поэтому рассмотрим такую схему ГЦ (рис. 1.2), в которой, по мнению автора, учтены лишь наиболее важные виды природных вод и наиболее важные процессы влагообмена. Первые из них помещены в прямоугольники, а вторые — в овалы. Из данной схемы отчетливо видна центральная роль атмосферного звена ГЦ в системе глобального водного баланса. И это не случайно, так как атмосфера является единственным источником возобновления

в природе пресных вод (испарение) и главным источником пополнения и перераспределения запасов вод (осадки) как между отдельными резервуарами, так и между различными частями одного и того же резервуара.

Атмосфера представляет собой единственную оболочку планеты, содержащую воду во всех трех агрегатных состояниях (газообразном, твердом, жидком), из которых газообразное (водяной пар) является важнейшим и не содержится более ни в одной другой оболочке. В атмосфере постоянно происходят фазовые переходы воды, из которых важнейшим является процесс конденсации, сопровождающийся выделением огромного количества тепла, которое в свою очередь играет весьма значительную роль для поддержания общей циркуляции атмосферы (ОЦА).

Атмосфера является наиболее подвижным компонентом ГЦ. Так, характерная скорость переноса атмосферной влаги на порядок больше скорости движения речных вод и на два порядка — типичной скорости океанских течений. В соответствии с этим период полного возобновления атмосферной влаги составляет 7—9 сут, что значительно меньше, чем в других резервуарах.

Разумеется, здесь перечислены далеко не все специфические особенности атмосферы, но даже они наглядно свидетельствуют о большом значении атмосферных процессов для познания внутренних закономерностей движения воды в крупномасштабных гидрологических системах. Поэтому, рассматривая относительную значимость отдельных резервуаров, можно вполне определенно утверждать, что атмосферное звено играет центральную роль в ГЦ, а следовательно, проблема изучения атмосферного водного баланса является центральной в крупномасштабных исследованиях ГЦ.

С другой стороны, нельзя не отметить огромной роли океана в поддержании ГГЦ. Он является самым большим резервуаром природных вод, главной причиной существования круговорота влаги на земном шаре и основным поставщиком энергии для атмосферы (через испарение). Кроме того, океан вследствие превышения испарения над осадками предопределяет существование водных ресурсов (речного стока) на континентах и ледникового стока с Антарктиды и Гренландии. Поэтому изучение водного баланса системы океан—атмосфера также следует отнести к числу главнейших приоритетов в исследованиях ГГЦ.

Несмотря на внешнюю простоту схемы круговорота влаги в природе, оценки потоков воды между отдельными резервуарами, полученные разными авторами в последние два десятилетия, значительно отличаются друг от друга (табл. 1.1). Так, например, расхождение между наибольшим и наименьшим глобальными значениями испарения (осадков) составляет 23 см/год, или $117 \times 10^3 \text{ км}^3/\text{год}$. Это более чем в два раза превышает глобальный материковый сток. Такие значительные расхождения в глобальных оценках, по-видимому, прежде всего связаны с низкой точностью определения осадков над МО. Как видно из табл. 1.1, максималь-

Таблица 1.1

Оценки составляющих ГГЦ (см/год) по данным, полученным после 1970 г.

Поверхность суши		Мировой океан		Земной шар	Источник
P	E	P	E	$P=E$	
73	42	114	126	102	Будыко [28]
83	54	—	—	—	Львович [81]
80	48	127	140	113	МВБ и ВРЗ [108]
75	48	107	118	97	Баумгартнер, Рейчел [161]
76	—	110	—	100	Ягер [178]
—	45	—	137	111	Будыко и др. [144]
—	—	119	137	—	Гриценко, Степанов [49]
—	—	93	—	90	Эллиот, Рид [166]
—	—	131	—	—	Богданова [21]
—	—	—	139	—	Строкина [141]
—	—	128	141	—	Малинин, β-схема

ное различие в значениях осадков над МО достигает 34 см/год, или $123 \cdot 10^3 \text{ км}^3/\text{год}$.

1.2. Основные уравнения атмосферного звена гидрологического цикла

Уравнение водного баланса может быть записано в дифференциальном или интегральном виде для любого объема или в дифференциальном виде для горизонтальной поверхности, в качестве которой обычно выбирается поверхность раздела между отдельными резервуарами (например, океана с атмосферой, суши с атмосферой и т. п.). Однако вследствие того, что некоторые гидрологические поля являются разрывными (например, речной сток, облачность или морской лед), а также учитывая характер гидрологических задач, в данном исследовании будет использоваться интегральное описание балансовых уравнений.

Поскольку баланс некоторой субстанции в произвольном объеме атмосферы складывается из изменения ее количества в результате притока субстанции через поверхность данного объема и действия источника (стока) внутри этого объема. [52], то, согласно определению, баланс водяного пара и жидкой воды в атмосфере можно выразить следующими уравнениями:

$$\int_V \frac{\partial \rho q}{\partial t} dV = - \oint_L \rho q U_n dL + \int_V J dV; \quad (1.3)$$

$$\int_V \frac{\partial \rho \xi}{\partial t} dV = - \oint_L \rho \xi U_n dL - \int_V J dV, \quad (1.4)$$

где ρ — плотность воздуха; q — массовая доля влаги (в дальнейшем эту величину будем называть долей влаги); ξ — удельная водность; L — поверхность, стягивающая объем V ; U_n — скорость ветра, направленного по нормали к поверхности L ; I — мощность источника.

Аналогичное уравнение может быть записано для атмосферной влаги, содержащейся в твердой фазе, однако количество последней будем считать пренебрежимо малым.

Поскольку уравнения (1.3) и (1.4) достаточно сложны, то в численных расчетах они практически не используются. В связи с этим возникает необходимость в тех или иных упрощениях. Например, при решении многих гидрологических задач достаточно рассматривать в качестве V такой объем атмосферы, который ограничен снизу подстилающей поверхностью ($h=h_0$) произвольной формы, а сверху высотой $h=h_K$, на которой доля влаги очень мала, т. е. $q \rightarrow 0$. Отсюда следует, что применительно к уравнению (1.4) интегрирование по вертикали производится между нижней и верхней границей облачности.

Для этих условий, складывая (1.3) и (1.4), используя формулу Гаусса—Остроградского, производя осреднение полученного уравнения во времени (с учетом приближения Буссинеска) и учитывая следующие упрощения: а) вертикальный поток влаги на верхней границе облачности за счет среднего движения и турбулентности мал; б) все осадки достигают подстилающей поверхности, т. е. испарением с них можно пренебречь, получим выражение

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_A W dA + \frac{\partial}{\partial t} \int_A W_w dA = - \int_A \operatorname{div} \mathbf{F} dA - \int_A \operatorname{div} \mathbf{F}_w dA + \int_A (E - P) dA. \quad (1.5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$W = \int_{h_0}^{h_K} \bar{a} dh; \quad W_w = \int_{h_1}^{h_2} \bar{\delta} dh; \quad (1.6)$$

$$\mathbf{F} = \bar{\mathbf{F}} + \mathbf{F}' = \int_{h_0}^{h_K} (\bar{a} \bar{\mathbf{U}}_s + \overline{a' \mathbf{U}'_s}) dh = \int_{h_0}^{h_K} (\overline{a \mathbf{U}}_s) dh; \quad (1.7)$$

$$\mathbf{F}_w = \bar{\mathbf{F}}_w + \mathbf{F}'_w = \int_{h_1}^{h_2} (\bar{\delta} \bar{\mathbf{U}}_s + \overline{\delta' \mathbf{U}'_s}) dh = \int_{h_1}^{h_2} (\overline{\delta \mathbf{U}}_s) dh, \quad (1.8)$$

где a — абсолютная влажность воздуха; δ — абсолютная водность; $\mathbf{U}_s$ — горизонтальный вектор скорости ветра; h_1 и h_2 — соответственно нижняя и верхняя границы облачности; черта сверху означает осреднение во времени, а штрих — отклонение от среднего.

Из (1.7) и (1.8) следует, что полные результирующие потоки водяного пара $\mathbf{F}$ и воды $\mathbf{F}_w$ состоят из суммы адвективного и вих-

ревого результирующих потоков. В свою очередь результирующие потоки влаги и воды несложно представить векторной суммой зональной и меридиональной составляющих потока.

Таким образом, в соответствии с (1.5) изменения интегральных значений влагосодержания W и водосодержания W_w атмосферы над некоторой произвольной площадью A определяются дивергенцией вертикально интегрированных полных потоков водяного пара и воды и разностью между испарением и осадками. В данном случае дивергенция (конвергенция) полных потоков пара и воды может интерпретироваться как горизонтальный результирующий отток (приток) пара и воды в атмосфере над рассматриваемой территорией, т. е.

$$\begin{aligned}\int_A \operatorname{div} \mathbf{F} dA &= \int_A \nabla \cdot \mathbf{F} dA = \oint_l \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dl; \\ \int_A \operatorname{div} \mathbf{F}_w dA &= \int_A \nabla \cdot \mathbf{F}_w dA = \oint_l \mathbf{F}_w \cdot \mathbf{n} dl,\end{aligned}\quad (1.8')$$

где ∇ — плоский оператор Гамильтона; l — периметр контура, стягивающего площадь A ; $\mathbf{n}$ — единичный вектор, положительно направленный из контура.

Наиболее трудноопределяемыми членами в уравнении (1.5) являются содержание и перенос воды в облаках. Что касается водозапаса облаков над океанами, то он достаточно надежно измеряется с помощью ИСЗ. В качестве примера рассмотрим среднее широтное распределение интегральной водности облаков над МО в сентябре 1968 г. (рис. 1.3), полученное по радиометрическим измерениям с ИСЗ «Космос-243» [4].

Как видно из рис. 1.3, максимальные значения водозапаса облаков наблюдаются в зоне $5-10^\circ$ с. ш. ($W_w \simeq 0,4$ кг/м²), что соответствует положению внутритропической зоны конвергенции (ВЗК). Минимальная оценка водозапаса облаков отмечается около 20° с. ш. ($W_w \simeq 0,1$ кг/м²), что, очевидно, связано с наличием в пассатной области слоя температурной инверсии, препятствующего развитию конвективной облачности. Отметим также, что в северном полушарии водозапас облаков несколько выше ($\sim 6\%$) по сравнению с южным полушарием.

Если сравнивать влаго- и водосодержание атмосферы (см. рис. 1.3), то отношение W_w/W на всех широтах очень мало. В высоких широтах, где влагосодержание атмосферы невелико, отношение W_w/W достигает максимума ($\sim 1,5\%$), а минимальным оно является в тропической зоне северного полушария ($\sim 0,3\%$). В целом отношение массы жидкокапельной воды к массе водяного пара в атмосфере земного шара составляет около $0,7\%$.

Значительно сложнее обстоит дело с оценками переноса жидкокапельной воды в облаках. До настоящего времени, по существу, нет сколько-нибудь надежных измерений этого компонента водного баланса атмосферы (ВБА). С учетом того, что водозапас атмосферы незначителен, маловероятно, чтобы перенос воды

составлял существенную долю от переноса водяного пара. Модельные расчеты [132] свидетельствуют, что при осреднении за достаточно длительный интервал времени разность между притоком и оттоком жидкой влаги даже над не очень крупными территориями становится малой, т. е.

$$F_{w_1} = F_{w_2} = \int_A \operatorname{div} F_w dA = 0$$

(здесь F_{w_1} и F_{w_2} — внос и вынос воды через контур, стягивающий площадь A). Однако в районах с резко выраженным влиянием

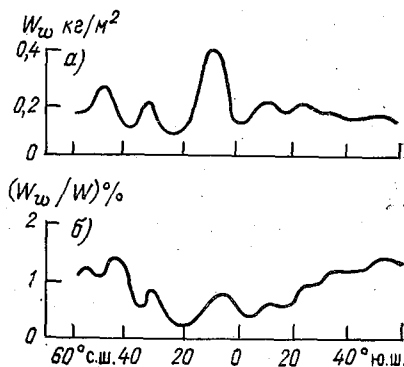


Рис. 1.3. Сопоставление влаго- и водосодержания атмосферы над Мировым океаном по радиометрическим измерениям с ИСЗ «Космос-243» [4].

а — распределение водосодержания атмосферы; б — отношение W_w/W .

орографии результирующим притоком влаги в жидкой фазе пренебрегать уже нельзя. Орографические эффекты имеют место при переходе потока влаги с океана на сушу. В этом случае создаются благоприятные условия для конвективной деятельности и как следствие происходит образование облаков и выпадает дополнительное количество осадков. Орографический эффект проявляется также над островами в океане, однако оценить его чрезвычайно сложно, поскольку он зависит от сочетания многих физико-географических факторов. Заметим, что неучет дивергенции потока жидкокапельной воды, по существу, равносильно принятию гипотезы о мгновенном (немедленном) выпадении сконденсированного в столбе атмосферы водяного пара на поверхность океана, которая является одной из основных при расчете осадков в численных моделях общей циркуляции атмосферы и климата.

С учетом сделанных допущений, разделив все члены уравнения (1.5) на A и используя оператор осреднения по площади $\langle () \rangle = A^{-1} \int () dA$, получим

$$\partial \langle W \rangle / \partial t + \langle \nabla \cdot F \rangle = \langle E - P \rangle. \quad (1.9)$$

Выражение (1.9) именно в такой форме получило наиболее широкое распространение как уравнение ВБА, хотя фактически оно представляет собой уравнение баланса водяного пара. Поскольку такое различие в терминологии не является принципиаль-

ным при изучении крупномасштабных гидрологических процессов, то уравнение ВБА вполне допустимо отождествлять с уравнением баланса водяного пара.

Уравнение (1.9) * позволяет непосредственно определить источники и стоки влаги в атмосфере. Те районы, в которых $(\nabla \cdot \mathbf{F} + \partial W / \partial t) > 0$, т. е. $E > P$, служат источниками влаги, а районы, где $(\nabla \cdot \mathbf{F} + \partial W / \partial t) < 0$, являются стоками водяного пара.

Отличительной особенностью уравнения ВБА является то, что его левая и правая части определяются с использованием принципиально различных систем наблюдений. Левая часть (атмосферные компоненты) рассчитывается по данным аэрологического зондирования атмосферы, в то время как правая часть (гидрологические компоненты) может быть определена по данным наземной сети станций.

Поскольку правая часть уравнения ВБА (испарение минус осадки) входит в уравнения всех звеньев ГЦ, то именно она обуславливает их взаимосвязь. Это позволяет в зависимости от целей исследования и наличия исходной информации комбинировать различные балансовые уравнения, что существенно облегчает решение поставленных задач. Заметим также, что наиболее содержательные результаты, как правило, могут быть получены, если рассматривать атмосферный баланс влаги во взаимодействии с потоками влаги в других резервуарах.

Из атмосферных компонентов наибольший вклад в уравнение ВБА дает величина $\nabla \cdot \mathbf{F}$ и одновременно она же вызывает наибольшие трудности в расчетах. Точность вычисления $\nabla \cdot \mathbf{F}$ зависит от следующих факторов: инструментальных погрешностей определения скорости ветра и влажности воздуха; погрешностей вычисления интегралов в уравнениях (1.6) — (1.8); пренебрежения дивергенцией потока жидкокапельной воды в облаках; систематических погрешностей, возникающих при аппроксимации суточного потока влаги срочными наблюдениями, и от некоторых других.

При достаточно плотной сети аэрологических станций уравнение ВБА (1.9) наиболее точно выполняется для площадей более 10^6 км² и периода осреднения, превышающего несколько суток [83, 86, 200]. Хотя данный вывод относится к континентальным районам, однако, учитывая, что нет каких-либо принципиальных различий в процессах атмосферного влагообмена над океаном и сушей, он не должен претерпеть существенных изменений, если рассматривать ВБА над океаническими акваториями.

В зависимости от цели исследования уравнение ВБА может быть использовано в различных модификациях. Так, уравнение (1.9) очень широко применяется прежде всего для оценок ГЦ ограниченных областей. Применительно же к задачам глобального и межрегионального уровня уравнение (1.9) обычно приводится к виду, более удобному для вычислений. Выражая дивергенцию

* Для удобства опустим в дальнейшем угловые скобки.

в сферической системе координат, нетрудно получить следующее выражение:

$$\partial W / \partial t + \{1 / (a_3 \cos \varphi)\} \{ \partial F_x / \partial \lambda + (\partial / \partial \varphi) F_y \cos \varphi \} = E - P, \quad (1.10)$$

где a_3 — средний радиус Земли; φ — широта; λ — долгота.

Для географической зоны, ограниченной широтами φ_1 и φ_2 , формула (1.10) может быть преобразована к выражению [190, 191]

$$\begin{aligned} & \partial [W] / \partial t + \\ & + \oint (|F_y|_{\varphi_2} \cos \varphi_2 - |F_y|_{\varphi_1} \cos \varphi_1) d\lambda / \{2\pi a_3 (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)\} = [E - P], \end{aligned} \quad (1.11)$$

где квадратные скобки означают зональное осреднение:

$$[(\quad)] = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} (\quad) d\lambda.$$

При решении некоторых задач необходимо иметь уравнение водного баланса области, лежащей севернее широты φ_1 . Поскольку баланс такой области складывается из потока влаги через широту φ_1 и разности между испарением и осадками, а также изменениями влагосодержания севернее этой широты, то, исходя из уравнения (1.9), путем несложных преобразований можно получить следующее выражение [80]:

$$\begin{aligned} 2\pi a_3 \cos \varphi_1 [F_y] = & - \int_{\varphi_1}^{\pi/2} 2\pi a_3^2 [E - P] \cos \varphi d\varphi + \\ & + \int_{\varphi_1}^{\pi/2} 2\pi a_3^2 [\partial W / \partial t] \cos \varphi d\varphi. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Если в качестве широты φ_1 принять экватор ($\varphi_1 = 0$), то имеем уравнение водного баланса для полушария в целом

$$2\pi a_3 [F_y]_{\varphi=0} = - \int_0^{\pi/2} 2\pi a_3^2 \left([E - P] + \frac{\partial [W]}{\partial t} \right) \cos \varphi d\varphi. \quad (1.13)$$

Формулы (1.9) — (1.13) представляют собой основные уравнения атмосферного звена ГЦ и будут нами использованы в дальнейшем при решении различных гидрологических задач.

1.3. Горизонтальный перенос водяного пара

Горизонтальный перенос атмосферной влаги является соединительным механизмом ГЦ между отдельными резервуарами и даже между отдельными частями одного и того же резервуара, обес-

печивая перераспределение водяного пара и его баланс в глобальном масштабе. Перенос влаги представляет также важнейшую энергетическую характеристику атмосферной циркуляции. Наряду с потоками потенциальной энергии и энтальпии он поддерживает атмосферный баланс энергии. Поэтому изучение переноса водяного пара для любых пространственных масштабов (от глобального до локального) в значительной степени представляет самостоятельный интерес.

В данном разделе рассматриваются в основном оценки потоков влаги в масштабах полушарий и для Земли в целом. Первая ориентировочная оценка потоков водяного пара и ВБА в масштабах полушария была выполнена еще в 1955 г. [209], однако лишь в 60-е годы расчеты составляющих атмосферного звена ГЦ приобретают более массовый характер, поскольку, во-первых, к этому времени уже имелась достаточно развитая сеть аэрологических станций, во-вторых, точность зондирования атмосферы стала удовлетворять практическим требованиям, и, в-третьих, появились быстродействующие вычислительные машины, способные производить обработку больших массивов аэрологической информации.

Изученность ВБА северного и южного полушарий неодинакова вследствие различной плотности сети зондирования атмосферы (в северном полушарии плотность сети в 7—10 раз выше). Однако и в северном полушарии плотность сети зондирования лишь в Северной Америке и Европе адекватна гидрологическим задачам, в то время как обширные океанические акватории, Африка и Центральная Азия практически не освещены аэрологическими данными. В связи с этим точность расчета составляющих ВБА над указанными районами не может быть высокой, какими бы совершенными методами интерполяции данных мы ни пользовались.

Большое внимание изучению ВБА в глобальном масштабе уделялось в США, особенно в Массачусетском технологическом институте, где под руководством профессора Старра выполнено значительное число исследований и получены важные результаты по взаимосвязи ГЦ и ОЦА. Содержательный обзор этих результатов сделан Пейшоту [192]. В дальнейшем он вместе со своими коллегами не раз возвращался к проблеме изучения атмосферного звена ГЦ [195, 196, 203]. Однако наиболее обстоятельной, очевидно, является работа [193], в которой по данным около 1000 аэрологических станций за 10 лет (май 1963 г. — апрель 1973 г.) получены основные характеристики ВБА в глобальном масштабе.

При изучении переноса водяного пара в глобальном или полушарном масштабах целесообразно использовать представления, получившие широкое развитие при исследовании процессов ОЦА. В частности, удобно рассматривать поле ветра в виде следующего разложения:

$$U_s = [U_s] + [U_s]' + \bar{U}_s^* + U_s^{**}, \quad (1.14)$$

где звездочка означает отклонение от средней по кругу широты скорости ветра в фиксированный момент времени, а штрих — отклонение от средней по времени скорости ветра в фиксированной точке пространства. Заметим, что данное разложение может быть представлено отдельно для МО или всей поверхности суши (ПС).

В разложении (1.14) первый член справа описывает установившуюся (осредненную по времени) зональную и меридиональную циркуляцию, второй член — неустановившуюся зональную и меридиональную циркуляцию, третий член — установившуюся вихревую циркуляцию, четвертый член — неустановившуюся вихревую циркуляцию.

В соответствии с (1.14) меридиональный перенос водяного пара может быть представлен как

$$[\overline{qv}] = [\overline{q}] [\overline{v}] + [\overline{q'}' [\overline{v'}] + [\overline{q^*v^*}] + [\overline{q^*v^*'}].$$

Пристли [198] преобразовал это выражение следующим образом:

$$[\overline{qv}] = [\overline{q}] [\overline{v}] + [\overline{q^*v^*}] + [\overline{q'v'}], \quad (1.15)$$

где суммарный перенос влаги на некоторой высоте над подстилающей поверхностью или на изобарической поверхности состоит уже из трех слагаемых: среднего меридионального (тороидального) потока; установившегося вихревого (стационарного) потока, обусловленного пространственной корреляцией скорости ветра с долей влаги и неустановившегося вихревого (нестационарного) потока, возникающего за счет временной корреляции скорости ветра с долей влаги.

Разложение вида (1.15) нашло широкое использование при расчете энергетических характеристик ОЦА. Интегрируя (1.15) по давлению от подстилающей поверхности до некоторой изобарической поверхности p_k , на которой доля влаги становится малой, получаем

$$g^{-1} \int_{p_k}^{p_0} [\overline{qv}] dp = [\overline{F_y}] = [\overline{F_y}] + [\overline{F_y^*}] + [\overline{F_y'}]. \quad (1.16)$$

Подставляя (1.16) в (1.11) или (1.12), можно определить относительный вклад отдельных видов меридионального движения в общий баланс водяного пара.

Разложение (1.16) на перенос влаги средним и вихревым движениями удобно для детализации механизма явлений крупномасштабного переноса, для выявления относительной роли средней циркуляции и вихревого движения. При этом разделение движения на среднее и вихревое полностью зависит от выбора пространственно-временной области, для которой определены средние значения. Четкое разделение на среднее и вихревое движения будет надежным только тогда, когда пространственно-временная область

осреднения включает большое число вихрей, размер которых меньше области осреднения, и очень малую часть вихрей, размер которых больше области осреднения [33].

Естественно, что данное определение во многом условно. Во-первых, не очень ясно, как понимать малое и большое число вихрей. Во-вторых, вихри одного и того же типа могут довольно сильно различаться по пространственно-временным масштабам. Например, при среднем месячном осреднении в качестве основных вихревых образований принято считать циклоны и антициклоны, характерные масштабы которых очень сильно варьируют: от сотен до тысяч километров и от десятков часов до десятков суток. Наконец, разделение движения на среднее и вихревое, очевидно, может быть достоверным, если вихри разделены между собой достаточно значительными пространственно-временными промежутками. Так, в осенне-зимний период в умеренных и высоких широтах океанов циклоны почти непрерывно сменяют друг друга. В этом случае их, видимо, уже следует рассматривать как часть среднего (адвективного) движения атмосферы. Таким образом, хотя разделение процессов переноса влаги на адвективный и вихревой при среднем месячном осреднении во многом является неопределенным, оно часто используется в практических расчетах. Это связано с рядом причин, к которым относится, в частности, изучение относительного вклада вихревого и адвективного потоков влаги в суммарный (полный) перенос, исследование физико-географических закономерностей распределения потоков влаги и их временной изменчивости, анализ механизмов формирования этих потоков, разработка методов параметризации вихревого потока влаги, а также другие причины.

Как известно, основными характеристиками интегрированного по вертикали горизонтального потока влаги в фиксированной точке пространства являются: F — полный результирующий поток; F_x — полный зональный поток; F_y — полный меридиональный поток; $\bar{F}$ — адвективный результирующий поток; $\bar{F}_x$ — адвективный зональный поток; $\bar{F}_y$ — адвективный меридиональный поток; F' — вихревой результирующий поток; F'_x — вихревой зональный поток; F'_y — вихревой меридиональный поток.

Оценка указанных характеристик осуществляется на основе данных аэрологического зондирования. В изобарической системе координат расчетные формулы имеют вид:

$$F_x = g^{-1} \int_{p_K}^{p_0} \bar{q} u \, dp; \quad F_y = g^{-1} \int_{p_K}^{p_0} \bar{q} v \, dp; \quad (1.17)$$

$$\bar{F}_x = g^{-1} \int_{p_K}^{p_0} \bar{q} \bar{u} \, dp; \quad \bar{F}_y = g^{-1} \int_{p_K}^{p_0} \bar{q} \bar{v} \, dp; \quad (1.18)$$

$$F'_x = g^{-1} \int_{p_K}^{p_0} \overline{q'u'} dp; \quad F'_y = g^{-1} \int_{p_K}^{p_0} \overline{q'v'} dp. \quad (1.19)$$

Данные интегралы обычно определяются численными методами. Наиболее простым и в то же время наиболее распространенным является метод трапеций, который предполагает линейное изменение потока влаги между отдельными расчетными уровнями. Так как коэффициент вариации скорости ветра существенно превышает коэффициент вариации влажности воздуха, то погрешности вычисления интегралов в большей степени зависят от ошибок скорости ветра. При достаточно большом осреднении (например, месяц) и при двухразовом зондировании в сутки случайная ошибка

уменьшается приблизительно в $\sqrt{60}$ раз и становится малой. Поэтому при вычислении интегралов основной является систематическая погрешность, зависящая от степени нелинейности распределения потока влаги с высотой, инструментальных погрешностей определения скорости ветра и влажности и ряда других факторов. Для получения надежных оценок интегральных потоков влаги необходимо в пограничном слое атмосферы иметь несколько расчетных уровней, что, к сожалению, не всегда возможно, поскольку в качестве нижней к земле стандартной изобарической поверхности ВМО принята поверхность 850 гПа.

Если полный и адвективный потоки влаги вычисляются непосредственно по данным о влажности и скорости ветра, то вихревой поток влаги обычно определяется по разности полного и адвективного потоков

$$\overline{q'u'} = \overline{qu} - \overline{q\bar{u}}; \quad \overline{q'v'} = \overline{qv} - \overline{q\bar{v}}, \quad (1.20)$$

а затем производится расчет интегралов (1.19). Учитывая, что по абсолютному значению интегральный вихревой поток, как правило, много меньше полного и адвективного потоков, то относительный вклад ошибок в значения F'_x и F'_y может быть выше по сравнению с F_x , F_y , $\bar{F}_x$ и $\bar{F}_y$. Однако в общем случае погрешности определения вихревого потока водяного пара не поддаются количественной оценке.

Оценка вихревого потока может быть осуществлена статистическим путем. Для этого достаточно обратиться к формуле определения коэффициента корреляции

$$r_{(q, u)} = \overline{\text{cov}(q, u)} / (\sigma_q \sigma_u) = (\overline{qu} - \overline{q\bar{u}}) / (\sigma_q \sigma_u) = \overline{q'u'} / (\sigma_q \sigma_u), \quad (1.21)$$

где $r_{(q, u)}$ — коэффициент корреляции между долей влаги и зональной составляющей скорости ветра; σ_q и σ_u — стандартные отклонения влажности и скорости ветра. Пользуясь статистическими приемами, несложно оценить качество исходных рядов, произвести выбраковку сомнительных данных, оценить погрешности σ_q , σ_u ,

$r_{(q, u)}$ и, следовательно, повысить точность расчета $\overline{q'u'}$ и $\overline{q'v'}$.

Поэтому статистический способ определения F'_x и F'_y , на наш взгляд, заслуживает предпочтения.

Рассмотрим теперь особенности глобального распределения зонально осредненных потоков водяного пара. При этом с учетом наступления зимы и лета в северном и южном полушариях в разные календарные месяцы, условно примем, что зиме соответствуют декабрь, январь и февраль, а лету — июнь, июль и август.

На рис. 1.4 приводится распределение меридиональных профилей полного зонального потока влаги $[\bar{F}_x]$ для зимних, летних и

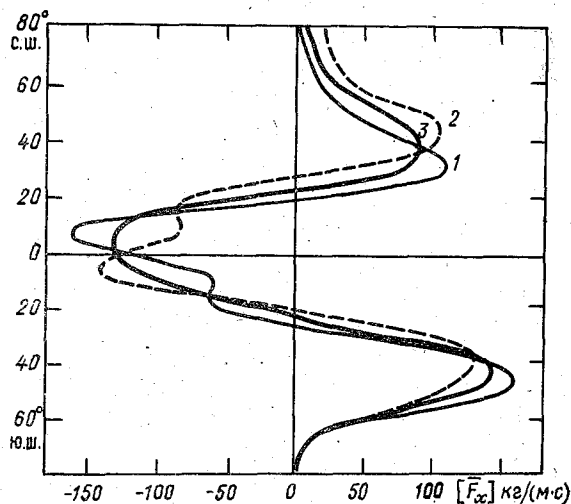


Рис. 1.4. Распределение зонально осредненного полного зонального потока водяного пара $[\bar{F}_x]$ для зимних (1), летних (2) и годовых (3) условий над земным шаром за 1963—1973 гг. [193].

годовых условий за 1963—1973 гг. по данным [193]. Нетрудно видеть, что интенсивность потоков от зимы к лету существенно меняется. Западные потоки охватывают большую часть обоих полушарий, достигая максимума около 40° широты. При этом их интенсивность в южном полушарии выше. Абсолютный максимум наблюдается зимой возле 45° ю. ш.

Замена западного потока на восточный в обоих полушариях осуществляется около 20° широты для годовых условий. Зимой происходит сдвиг от этой широты на юг, летом — на север, т. е. в сторону экватора. Восточный перенос достигает абсолютного максимума зимой на 10° с. ш. Летом максимум несколько меньше и смещен в южное полушарие. Поэтому в среднем за год максимум восточного потока отмечается в зоне $0-5^\circ$ с. ш.

Осреднение зональных потоков в глобальном масштабе (табл. 1.2) показывает, что водяной пар всегда переносится с за-

пада на восток, причем зимой быстрее, а летом медленнее, чем в среднем за год. Однако, если рассматривать каждое полушарие отдельно, то оказывается, что результирующий перенос направлен в противоположные (в северном на запад, в южном на восток) стороны. Вследствие более высокой интенсивности западных потоков в южном полушарии глобальный перенос влаги принимает западное направление.

Таблица 1.2

Распределение полных зональных и меридиональных потоков влаги (кг/(м·с)), осредненных по полушарию и для Земли в целом [193]

	Зональный поток			Меридиональный поток		
	Зима	Лето	Год	Зима	Лето	Год
Северное полушарие	-7,5	-4,0	-5,4	-2,7	15,6	6,8
Южное полушарие	20,1	13,7	16,6	-13,4	7,5	-4,4
Земной шар	8,3	4,9	5,6	-8,0	9,6	1,2

Что касается глобального распределения полного меридионального потока влаги (табл. 1.2), то благодаря наиболее мощному механизму межзонального обмена — деятельности ВЗК — летом водяной пар перемещается с юга на север, а зимой, наоборот, с севера на юг. Вследствие более высоких летних значений потока водяного пара в среднем за год его перенос осуществляется на север. Если же рассматривать каждое полушарие в отдельности, то для обоих сезонов направление потока водяного пара совпадает с глобальным переносом. Однако в среднем за год потоки влаги над северным и южным полушариями направлены в противоположные стороны, т. е. к полюсам. Этим поддерживается баланс между низкими и высокими широтами.

Обратимся теперь к распределению зонально осредненного полного меридионального потока водяного пара $[\overline{F_y}]$, которое представлено на рис. 1.5. Из рисунка видно, что сезонные различия в переносе влаги ярко выражены лишь в экваториальной и тропической зонах, что связано с деятельностью ВЗК, и практически отсутствуют на всех других широтах обоих полушарий. В умеренных и высоких широтах перенос влаги направлен к полюсам, при этом его максимум отмечается около 40° широты.

Зимой (декабрь, январь, февраль) ВЗК занимает крайнее южное относительно экватора положение, что приводит к проникновению северо-восточного пассата в южное полушарие, с которым через экватор переносятся огромные массы водяного пара. Летом, когда ВЗК занимает крайнее северное положение, наблюдается обратный процесс: переход южного пассата через экватор и как следствие перенос водяного пара в северное полушарие. Конвер-

генция пассатов, сопровождающаяся обильным выпадением осадков, в обоих полушариях отмечается около 20° широты.

Противоположно направленные сезонные изменения влагообмена между полушариями приводят к тому, что в среднем за год перенос влаги через экватор сравнительно невелик. В связи с этим существуют различные точки зрения о роли влагообмена между полушариями в формировании их водного баланса и о направлении переноса влаги через экватор.

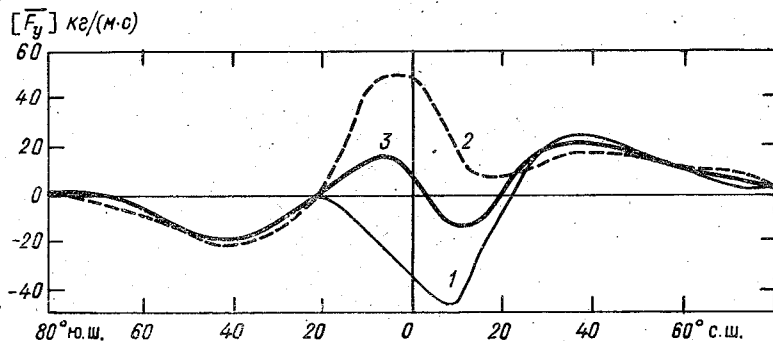


Рис. 1.5. Распределение зонально осредненного полного меридионального потока водяного пара $[F_y]$ для зимних (1), летних (2) и годовых (3) условий над земным шаром за 1963—1973 гг. [193].

Перенос влаги через экватор может быть определен из уравнения (1.13), которое для средних годовых (стационарных) условий имеет вид

$$2\pi a_3 \left[\overline{F_y} \right]_{\varphi=0} = - \int_0^{\pi/2} 2\pi a_3^2 [E - P] \cos \varphi d\varphi. \quad (1.22)$$

Нетрудно видеть, что оценки переноса влаги могут быть получены как непосредственно по аэрологическим данным (аэрологический метод), так и по разности проинтегрированных по площади полушария значений испарения и осадков (метод водного баланса). Оценки влагообмена между полушариями по данным разных авторов представлены в табл. 1.3.

Как следует из табл. 1.3, наибольший разброс в оценках переноса влаги через экватор соответствует методу водного баланса. Более того, по некоторым данным, перенос влаги направлен из северного полушария в южное. Этот результат вряд ли согласуется с физическими соображениями, поскольку трудно ожидать, чтобы в южном полушарии, поверхность которого состоит на 4/5 из океана, осадки превышали испарение. Более реальным является преобладание испарения над осадками. Поэтому оценки переноса влаги на основе аэрологической информации заслуживают предпочтения. Из них наиболее надежными, очевидно, являются

оценки Оорта, Пейшоту и автора, полученные за различные многолетние периоды времени $[(1,7 - 3,2) \cdot 10^{11} \text{ г/с}]$. Отрицательные и большие положительные значения переноса влаги, вероятнее всего, свидетельствуют об ошибках гидрологического метода, возникающих в большей степени из-за значительных погрешностей в определении осадков над океаном.

Таблица 1.3

Сравнение средних годовых потоков водяного пара (10^{11} г/с) через экватор, вычисленных непосредственно по аэрологическим данным и методом водного баланса

Аэрологический метод	Метод водного баланса	Источник
—	7,9	Будыко [27]
—	5,2	Селлерс [207]
—	7,7	Расул, Прабхакара [201]
—	-0,2	Будыко [28]
—	-1,6	Кубота [180]
—	6,1	Ньютон [115]
—	-2,9	МВБ и ВРЗ [108]
—	7,5	Баумгартнер, Рейчел [161]
2,8	—	Хеннинг [175]
4,5	—	Старр и др. [210]
4,4	—	Кидсон и др. [179]
1,7	—	Оорт [184]
3,2	—	Пейшоту, Оорт [193]
2,6	—	Малинин [91]

Рассмотрим более подробно процесс обмена влагой между полушариями. С этой целью воспользуемся параметрической зависимостью, связывающей интегральный адвективный поток водяного пара с потоком на изобарической поверхности 850 гПа [91]

$$F_y = d (\bar{a}\bar{v})_{850}, \quad (1.23)$$

где a — абсолютная влажность; d — размерный коэффициент пропорциональности. Поскольку вихревой поток влаги через экватор практически отсутствует [187, 190, 193], можно принять $F_y = \bar{F}_y$. Для нахождения коэффициента d использованы данные материковых и островных аэрологических станций, расположенных в экваториальной зоне [104], а также данные о горизонтальных потоках влаги над 5-градусными квадратами в зонах 0—5° с.ш. и 0—5° ю.ш. Атлантического океана [105].

В результате были получены значения d (10^3 м) при $\bar{a}\bar{v}$ в $\text{г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и F_y в $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$:

$$d = \begin{cases} 3,33 & \text{при } \bar{a}\bar{v} > 0; \\ 5,00 & \text{при } \bar{a}\bar{v} < 0, \text{ если } A \in \text{ocean}; \\ 2,28, & \text{если } A \in \text{land}. \end{cases}$$

Различия в значениях d обусловлены особенностями вертикального распределения потоков влаги над океаном ($A \in \text{ocean}$) и поверхностью суши ($A \in \text{land}$) и даже при различном положении ВЗК. После этого использование климатологических данных о влажности и скорости ветра на поверхности 850 гПа в узлах 10-градусной географической сетки [12, 13] позволило получить более детальные оценки переноса влаги через экватор для отдельных сезонов года (табл. 1.4).

Таблица 1.4

Перенос водяного пара (10^{11} г/с) через экватор

Месяц	В северное полушарие	В южное полушарие	Результирующий перенос
Январь	0,60	-9,30	-8,70
Апрель	3,73	-4,15	-0,42
Июль	13,39	-1,22	12,17
Октябрь	8,68	-1,29	7,39
Год	6,60	-4,00	2,60

Из табл. 1.4 следует, что результирующий перенос влаги через экватор направлен из зимнего полушария в летнее, причем интенсивность его заметно увеличивается, когда в южном полушарии наступает холодный период. Одновременно с этим можно отметить, что в течение всего года наблюдается поток влаги, направленный противоположно господствующему переносу. Очевидно, это возможно лишь в том случае, если над экватором существуют стационарные зоны постоянного переноса влаги вне зависимости от положения ВЗК. Так, большую часть года в северное полушарие переносится влага над Индонезией и восточным побережьем Африки, а в южное полушарие — над центральной частью Тихого океана восточнее о. Рождества.

За год из южного полушария в северное переносится $6,6 \times 10^{11}$ г/с влаги. Если принять что весь пар осаждается в экваториальной зоне, то сконденсированное количество влаги будет составлять 22 % количества осадков, выпадающих в данной зоне и принятых по [108]. В южное полушарие за год переносится $4 \cdot 10^{11}$ г/с влаги, что составляет 17 % количества осадков, выпадающих в экваториальной зоне.

Если рассматривать отдельно зимний и летний сезоны, то вклад переноса влаги в формирование водного баланса обеих экваториальных зон будет еще больше. Можно полагать, что влагообмен через экватор оказывает определенное влияние и на водный бюджет тропических и умеренных широт путем многократного повторения цикла «осадки—испарение».

Для более детального выяснения механизма межзонального влагообмена необходимо оценить отдельные слагаемые в выра-

жении (1.16). Физический смысл первого слагаемого ($\overline{[F_y]}$) состоит в переносе влаги за счет средней во времени и пространстве скорости ветра. В низких широтах такая циркуляция осуществляется прямой ячейкой Хэдли, в средних широтах — обратной ячейкой Ферреля, а в полярных широтах — прямой циркумполярной ячейкой.

Стационарный поток влаги обусловлен крупномасштабными квазинеподвижными вихрями — климатическими центрами высокого и низкого давления (центрами действия атмосферы) — и орграфическими особенностями подстилающей поверхности (в том числе неоднородным характером распределения океанов и материков). Стационарный поток определяется по формулам, аналогичным (1.20) и (1.21), с той лишь разницей, что осреднение производится не по времени, а по пространству. И наконец, нестационарный поток пара обусловлен крупномасштабными подвижными вихрями, к которым в системе ОЦА прежде всего относятся циклонические и антициклонические образования.

Из анализа рис. 1.6, на котором представлено распределение различных мод меридионального переноса влаги, можно сделать следующие выводы:

1) средний меридиональный поток влаги ярко выражен в зоне от 20° с. до 20° ю. ш., где он превосходит на порядок другие

виды меридионального переноса. Зимой $\overline{[F_y]}$ направлен на юг и

достигает максимума на 10° с. ш. ($\overline{[F_y]} = 50 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$). Летом, наоборот, перенос направлен на север и максимум его отмечается

уже на 5° ю. ш. ($\overline{[F_y]} = 49 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$). В среднем за год $\overline{[F_y]}$ в обоих случаях направлен к экватору;

2) стационарный поток влаги более выражен в северном полушарии по сравнению с южным. Следовательно, неоднородное распределение океанов и атмосферы и как следствие муссонный характер циркуляции играют важную роль в формировании стационарных вихрей. Максимум $\overline{[F_y^*]}$, наблюдающийся летом между 20° и 30° с. ш., обусловлен совместной деятельностью субтропических центров высокого давления и муссонной циркуляции над Южной Азией. Зимой очаг стационарного переноса смещается несколько на север — в зону $50\text{—}60^\circ$ с. ш., что в основном связано с развитием исландского и алеутского центров действия атмосферы;

3) нестационарный перенос влаги во все сезоны года направлен в сторону полюсов. Максимальные значения $\overline{[F_y']}$ в обоих полушариях отмечаются около 40° широты, последовательно уменьшаясь как в сторону тропиков, так и в сторону полюсов.

В умеренных и высоких широтах нестационарный поток доминирует по сравнению с другими модами меридионального переноса влаги и тем самым служит основным механизмом влагообмена между субтропическими широтами, являющимися главными источниками влаги, и высокими широтами.

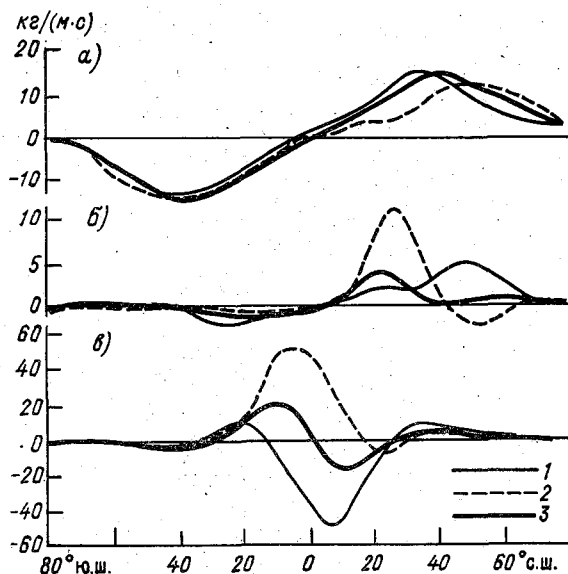


Рис. 1.6. Распределение различных мод зонально осредненного меридионального потока влаги [кг/(м·с)] для зимних (1), летних (2) и годовых (3) условий над земным шаром [193].

a — средний меридиональный поток влаги; *b* — стационарный поток влаги; *v* — нестационарный поток влаги.

Заслуживает внимания работа Розена и Омалайо [202], которые вычислили перенос водяного пара с океана на материк через береговую линию. В начале ими была построена карта континентов, на которой их береговая линия аппроксимирована сегментами длиной 300 миль (556,6 км). На середину каждого сегмента был вычислен направленный перпендикулярно к берегу поток влаги по формуле

$$F_{ol} = F \cdot n = F_x \cos \gamma + F_y \sin \gamma,$$

где γ — угол между побережьем и сегментом. Результаты расчета переноса влаги между океаном и материками за пятилетний период (май 1958 г. — апрель 1963 г.) по данным около 800 аэрологических станций северного полушария приводятся в табл. 1.5.

Нетрудно видеть, что даже в среднем за год существуют широтные зоны (30—50° с. и 70—90° ю.), где перенос направлен

с материков на океан. Впрочем, это не означает, что в данных зонах материка являются источниками влаги для океана, ибо в этом случае здесь не существовал бы речной сток. Но поскольку, исключая пустыни, сток имеет место, то источником его поддержания является перенос влаги с океана в соседних широтных зонах и преобразование его в континентальный меридиональный поток

Таблица 1.5

Распределение переноса водяного пара (10^{11} г/с) между Мировым океаном и поверхностью суши для 10-градусных широтных зон северного полушария [202]

Зона, ° с. ш.	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
0—10	1,03	0,91	0,42	—1,01	0,34
10—20	1,71	0,74	0,56	—0,71	0,58
20—30	—0,72	0,88	4,55	1,02	1,31
30—40	0,41	—0,13	—1,00	—0,32	—0,26
40—50	0,32	—0,25	—1,29	—0,30	—0,38
50—60	1,45	0,87	1,13	0,67	1,03
60—70	0,51	0,43	—0,25	0,59	0,32
70—80	—0,16	—0,23	—0,14	—0,18	—0,18
80—90	—0,05	—0,03	0,02	—0,11	—0,05
Полушарие	4,50	2,69	4,08	—0,35	2,73

водяного пара за счет местных особенностей атмосферной циркуляции.

В целом для всего северного полушария с океана на материк переносится $2,73 \cdot 10^8$ кг/с, или $8,6 \cdot 10^3$ км³/год, водяного пара. Этот поток должен быть эквивалентен материковому стоку в океан в пределах полушария Q_h с учетом потока влаги через экватор из южного полушария над континентами, т. е.

$$\int_{L_h} F_{ol} dL_h + \int_{L_{l_0}} F_y dL_{l_0} = Q_h, \quad (1.24)$$

где L_h — периметр береговой линии всех континентов, L_{l_0} — часть экватора в пределах ПС. Заметим, что перенос влаги через экватор над континентами по крайней мере на порядок меньше соответствующего потока водяного пара над океанами.

Поэтому с учетом оценок материкового стока в северном полушарии ($27,2 \cdot 10^3$ км³/год) и потока влаги через экватор ($\sim 1 \times 10^3$ км³/год) в соответствии с (1.24) перенос влаги с океана на ПС должен составлять $\sim 28 \cdot 10^3$ км³/год, что почти в три раза больше, чем по данным табл. 1.5. Даже если исключить из материкового стока суммарный поток с островов ($5 \cdot 10^3$ км³/год), ко-

торый по вполне понятным причинам не принимался авторами во внимание, все равно расхождения в оценках будут весьма значительны.

Основной причиной подобного положения, очевидно, является «береговой эффект», т. е. искажение потока атмосферной влаги при переходе его через береговую границу. Это связано с термическим контрастом между морем и сушей, что обуславливает возникновение местной циркуляции (например, бриза), которая вносит мелкомасштабные флуктуации в поле крупномасштабных изменений потока влаги. Поскольку масштаб местной циркуляции обычно меньше расстояний между аэрологическими станциями даже в случае высокой плотности сети станций, то это будет приводить при расчете интегральных потоков водяного пара, особенно в нижних слоях атмосферы, к возникновению систематических погрешностей.

Один из способов исключения «берегового эффекта» из данных о переносе атмосферной влаги был предложен автором [89]. Разделим наблюдаемый интегральный перенос влаги на перенос, вызванный ОЦА, и перенос, обусловленный локальными (местными) особенностями циркуляции, т. е. $\mathbf{F} = \mathbf{F}_{tot} + \mathbf{F}_{loc}$. Для открытого океана, вдали от материков и крупных островов, влияние локальной циркуляции на $\mathbf{F}$ можно считать незначительным. В соответствии с этим примем $F_{loc}/F_{tot} \rightarrow 0$ для океанских станций «С», «D», «Е», «I» и «K». В результате анализа экспериментальных данных было установлено, что интегральный поток в районе указанных станций очень тесно связан с потоком влаги на изобарической поверхности 850 гПа ($r=0,90$), т. е. описывается зависимостью (1.23). При этом оказалось, что $d=4,4$.

Расчет интегральных потоков влаги по зависимости (1.23) для береговых и островных станций Северной Атлантики и последующее их сравнение с наблюдаемыми данными показало, что, действительно, на многих станциях между ними существуют расхождения, превышающие уровень случайной погрешности. Поэтому, задав критерий погрешности

$$\Delta < |(F_x^p - F_x)/F_x|; \quad \Delta < |(F_y^p - F_y)/F_y|,$$

где F_x^p и F_y^p — рассчитанные по формуле (1.23) значения соответственно зонального и меридионального компонентов интегрального потока влаги, нетрудно произвести корректировку наблюдаемых потоков влаги F_x и F_y . При этом с доверительной вероятностью 95 % критерий погрешности может быть принят равным 0,10.

Что касается сезонных изменений в переносе влаги между МО и ПС, то здесь трудно подметить какие-либо закономерности. В целом для северного полушария как зимой, так и летом наблюдаются почти одинаковые значения притока влаги с океана на сушу. Осенью же ПС является источником влаги для МО, что вызывает определенное сомнение.

1.4. Распределение источников и стоков водяного пара в атмосфере

Источники (стоки) влаги в атмосфере могут быть определены из уравнения ВБА по двум принципиально различным системам наблюдений: с одной стороны, по разности испарения и осадков (метод водного баланса), определенных по наземной сети станций, с другой — по оценкам дивергенции потока влаги и изменений влагосодержания атмосферы (аэрологический метод), рассчитанных по аэрологической сети станций.

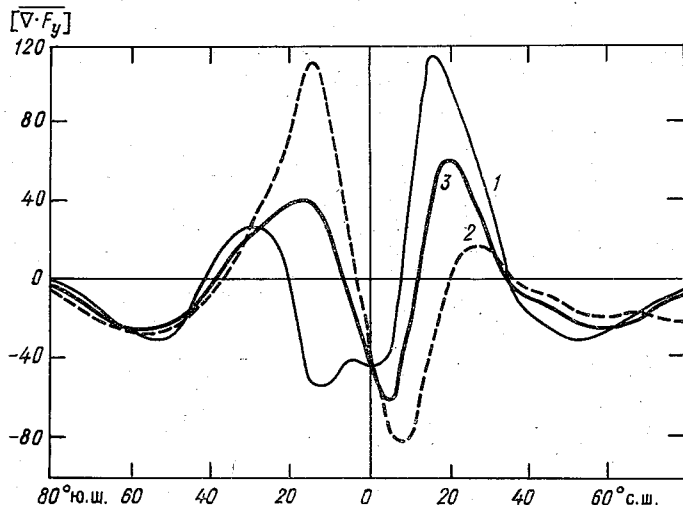


Рис. 1.7. Распределение зонально осредненных значений дивергенции полного меридионального потока влаги $[\overline{V \cdot F_y}]$ для зимних (1), летних (2) (мм/мес) и годовых (3) (см/год) условий над земным шаром [193].

Прежде всего обратимся к результатам оценок «атмосферной» части зонально осредненного уравнения ВБА (1.11). При осреднении за год $\partial[W]/\partial t = 0$ и дивергенция потока водяного пара непосредственно указывает на зоны источников и стоков влаги. Как видно из рис. 1.7 [193], для обоих полушарий источниками влаги являются тропические и субтропические широты (12—32° с. и 8—40° ю.). Остальные зоны служат стоками влаги, т. е. осадки в них превышают испарение. Максимум превышения испарения над осадками отмечается на широте 20° и достигает 60 см/год, а максимум преобладания $[P]$ над $[E]$ наблюдается на широте 5° и также составляет 60 см/год.

Если рассматривать отдельные сезоны, то можно отметить ярко выраженный годовой ход $[\overline{V \cdot F_y}]$ в приэкваториальных и тропических широтах обоих полушарий, обусловленный сезонной

чти в течение всего года отмечается дивергенция потока влаги ($E > P$), максимальные значения которой наблюдаются зимой. В умеренных и высоких широтах осадки преобладают над испарением весь год. Таким образом, характер процесса «испарение минус осадки» во всех широтных зонах остается практически постоянным, меняется только его интенсивность. Максимальная амплитуда сезонных колебаний дивергенции потока влаги наблюдается в тропической зоне.

Таблица 1.7

Распределение дивергенции зонально осредненного полного меридионального потока водяного пара (см/мес) над северным полушарием по данным [184]

Месяц	Зона, ° с. ш.						
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70
Январь	—7,4	86,2	64,5	—6,0	—37,1	—43,3	—27,0
Февраль	14,1	95,6	103,5	—15,0	—34,8	—36,1	—32,8
Март	11,6	89,6	49,0	—11,0	—29,0	—27,4	—27,0
Апрель	—42,2	70,0	35,6	—6,0	—26,6	—37,5	—27,0
Май	—73,7	30,7	37,2	0,0	—30,1	—34,6	—25,1
Июнь	—58,8	11,1	—8,2	—19,0	—11,6	—28,8	—29,0
Июль	—81,1	—20,5	18,2	—8,0	—10,4	—39,0	—30,9
Август	—75,3	—29,0	14,5	0,0	—9,3	—37,5	—32,8
Сентябрь	—62,9	—45,2	16,3	34,1	—9,3	—46,2	—44,4
Октябрь	—71,2	—8,5	42,7	20,0	—11,6	—47,6	—44,4
Ноябрь	—71,2	39,2	76,3	11,0	—19,7	—40,4	—42,5
Декабрь	—40,6	71,7	77,2	—1,0	—25,5	—39,0	—34,8

Поскольку в соответствии с (1.16) дивергенция полного меридионального потока водяного пара может быть представлена в виде

$$\overline{\nabla \cdot F_y} = \nabla \cdot \overline{F_y} = \nabla \cdot \overline{F_y} + \nabla \cdot \overline{F_y^*} + \nabla \cdot \overline{F_y'}, \quad (1.25)$$

то это выражение позволяет оценить относительный вклад различных мод меридионального движения, в особенности внутригодового распределения источников и стоков влаги.

В низких широтах, как и следовало ожидать, основной вклад в формирование источников и стоков влаги вносит средний меридиональный перенос (рис. 1.8). При этом максимальные отрица-

тельные значения $\nabla \cdot \overline{F_y}$ наблюдаются в летний период в экваториальной зоне, а максимальные положительные — зимой и весной в тропической зоне. Севернее 30° с. ш. дивергенция среднего меридионального потока влаги быстро убывает.

Дивергенция нестационарного потока водяного пара, наоборот, преобладает в умеренных и высоких широтах, т. е. формирование источников и стоков влаги в этих широтах прежде всего обу-

словлено макротурбулентностью ОЦА. Сезонные изменения $\nabla \cdot [\overline{F_y}]$ незначительны, максимальная амплитуда годового хода отмечается в умеренной зоне.

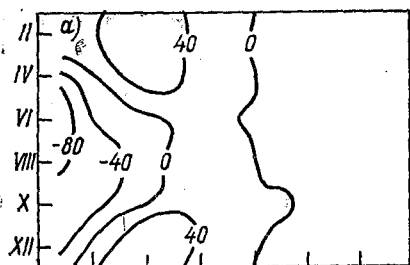


Рис. 1.8. Сезонная структура дивергенции зонально осредненного меридионального потока водяного пара (см/мес) над северным полушарием за счет среднего меридионального движения (а), нестационарных вихрей (б), стационарных вихрей (в) [184].

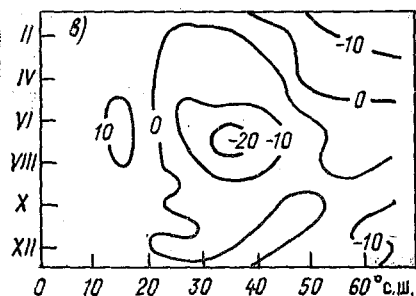
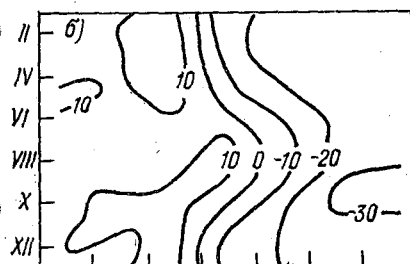
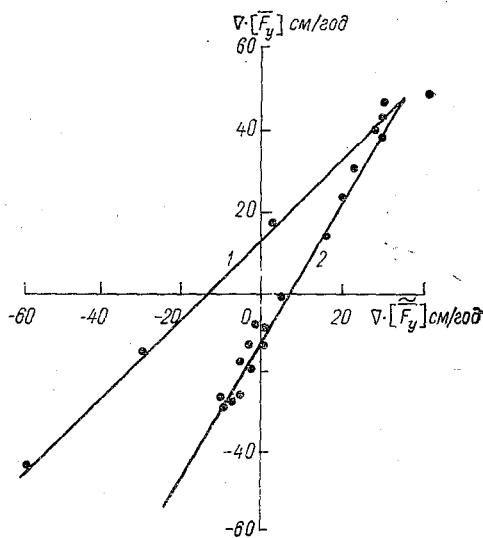


Рис. 1.9. Взаимосвязь значений $\nabla \cdot [\overline{F_y}]$ и $\nabla \cdot [\widetilde{F_y}]$ для средних годовых условий над земным шаром по данным [193].

1 и 2 — графики, полученные соответственно по формулам (1.26) и (1.27).



Интересной особенностью распределения дивергенции стационарного потока влаги является то обстоятельство, что она, исключая субполярную область, выражена практически только в летний период года. При этом в тропической зоне наблюдается конвергенция потока влаги, а в умеренных широтах — его дивергенция. Относительный вклад $\nabla \cdot [\overline{F_y^*}]$ в формирование источников и стоков влаги невелик.

Одним из важных вопросов является выяснение связи дивергенции полного меридионального потока влаги с отдельными слагаемыми выражения (1.25) и прежде всего с дивергенцией среднего меридионального потока влаги. Установление такой связи

может иметь принципиальное значение в проблеме параметризации источников и стоков водяного пара в атмосфере — одной из основных нерешенных проблем в теории и моделировании климата [46, 80, 112].

Как видно из рис. 1.9, для средних годовых условий наблюдается отчетливо выраженная линейная связь между $\nabla \cdot \overline{[F_y]}$ и $\nabla \cdot \overline{[F_y]}$, причем она существенно различается для экваториальных и тропических районов, находящихся под воздействием ВЗК, и для внетропических широт. Соответствующие уравнения линейной регрессии для зоны 25° с. — 15° ю. ш. (коэффициент корреляции $r=0,997$) и для внетропических широт северного и южного полушарий ($r=0,977$) имеют следующий вид:

$$\nabla \cdot \overline{[F_y]} = 13,958 + 0,996 \nabla \cdot \overline{[F_y]}; \quad (1.26)$$

$$\nabla \cdot \overline{[F_y]} = -11,816 + 1,721 \nabla \cdot \overline{[F_y]}, \quad (1.27)$$

где $\nabla \cdot \overline{[F_y]}$ и $\nabla \cdot \overline{[F_y]}$ в см/год.

Отличие полученных уравнений друг от друга, по всей видимости, обусловлено различиями в механизме крупномасштабного формирования осадков. В частности, для внетропических широт определяющее влияние на режим формирования средних зональных осадков оказывает интенсивность меридионального переноса влаги, в то время как в низких широтах формирование поля осадков в значительной мере регулируется циркуляцией Хэдли, т. е. конвективными движениями в атмосфере [60]. В указанной работе предложены соответствующие формулы для оценок осадков и воспроизведен их межширотный ход для января и июля северного полушария, который оказался достаточно реалистичным, хотя и несколько заниженным (особенно в низких широтах) по сравнению с экспериментальными данными. Поэтому различие в выражениях (1.26) и (1.27) обусловлено, очевидно, тем, что первое из них характеризует конвективный механизм образования осадков, а второй — адвективный механизм.

Переход от одной зависимости к другой происходит в точке пересечения с координатами (35,6; 49,4), что, по данным работы [193], соответствует 26° с. и 16° ю. ш. Неравенство нулю значе-

ний $\nabla \cdot \overline{[F_y]}$ при равенстве нулю значений $\nabla \cdot \overline{[F_y]}$ приводит к выводу, что формирование источников и стоков водяного пара происходит только за счет нестационарных (в большей степени) и стационарных (в меньшей степени) вихрей, причем в этом случае в низких широтах наблюдается преобладание испарения над осадками, составляющее ~ 14 см/год, а во внетропических широтах — наоборот, преобладание осадков над испарением почти такой же интенсивности (~ 12 см/год).

Рассмотрим особенности географического распределения дивергенции полного $\nabla \cdot \mathbf{F}$ и вихревого $\nabla \cdot \mathbf{F}'$ потоков водяного пара над северным полушарием для средних многолетних годовых условий (1957—1965 гг.). Сведения об исходных данных и методике их обработки детально обсуждаются в работе автора [84].



Рис. 1.10. Распределение дивергенции полного потока водяного пара (см/год) над северным полушарием.

Распределение $\nabla \cdot \mathbf{F}$ (рис. 1.10) имеет сложную пространственную структуру с чередованием источников и стоков влаги. В тропических широтах почти повсеместно наблюдаются положительные значения дивергенции потока влаги с наиболее мощным очагом над Карибским морем, где испарение превышает осадки на 240 см/год. Кроме того, можно отметить очаги дивергенции над тропическими районами Атлантического океана, над Аравийским морем и Персидским заливом, Восточно-Китайским морем, центральной и восточной частями Тихого океана. В умеренных широтах дивергенция потока влаги наблюдается над западной частью

Северной Атлантики, центральной и восточной частями Тихого океана и западной частью Средиземного моря.

Конвергенция полного потока влаги ($P > E$) отмечается над п-овом Индостан, Бенгальским заливом и западной частью Тихого океана, т. е. в районах с интенсивной муссонной циркуляцией.

Кроме того, очаги конвергенции простираются над речными бассейнами Янцзы, Меконга, Иравади в Азии и над долиной Нила в Африке. В умеренном поясе мощные очаги конвергенции наблюдаются над центральным и восточным районами Северной Атлантики и западной частью Тихого океана. Конвергенция потока влаги преобладает также над обширными континентальными районами Северной Америки и Евразии. В высоких широтах следует выделить зону конвергенции над Аляской и прилегающими районами Тихого океана, а также над Арктическим бассейном.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что над засушливыми и пустынными районами (например, Сахара, Гоби и др.) отмечается дивергенция потока влаги, причем максимальные значения — над Аравийским полуостровом (~ 80 см/год). Впервые этот факт был замечен Старром и Пейшоту [211], которые объяснили его тем, что в пустынных районах должны существовать резервуары подземных вод, из которых влага частично проникает в верхние слои почвы и испаряется. В дальнейшем это предположение получило развитие в работах Пейшоту [190, 191].

Вполне возможно, что в пустынных районах существуют целые подземные озера, однако поскольку глубина их залегания должна составлять многие десятки метров, то маловероятно проникновение влаги в верхние слои почвы и ее испарение. Более вероятным представляется следующее объяснение эффекта формирования дивергенции потока влаги над пустынными районами, само существование которого уже не вызывает сомнений и вряд ли может быть связано с наличием систематических погрешностей в расчетах из-за слабой освещенности пустынных районов аэрологической информацией. Поверхностный слой почвы в теплое время года в первой половине дня интенсивно нагревается. Во второй половине дня температура его начинает снижаться, а влажность, напротив, увеличивается за счет гигроскопического поглощения (адсорбции) водяного пара, содержащегося в приповерхностном слое атмосферы. Данное явление, называемое молекулярной конденсацией [124], продолжается до тех пор, пока влажность поверхностного слоя почвы не окажется в состоянии насыщения. При нагревании почвы влага испаряется в атмосферу. По данным работы [124], скорость молекулярной конденсации оценивается порядка 1 мм/сут. Заметим, что в пустынных районах низких широт указанное явление может наблюдаться практически круглый год, т. е. суммарный эффект молекулярной конденсации сравним с наблюдаемыми значениями дивергенции потока водяного пара.

Сравнение рис. 1.10 с аналогичной картой дивергенции полного потока водяного пара, построенной Пейшоту за 5-летний (1958—1963 гг.) период, было выполнено отдельно для континен-

тов и океанов (рис. 1.11). Нетрудно видеть, что над континентами отмечается очень хорошее соответствие в значениях $\nabla \cdot F$. Над океанами, как и следовало ожидать, такого хорошего соответствия нет, однако какой-либо заметной систематической погрешности в расхождении значений $\nabla \cdot F$ не наблюдается.

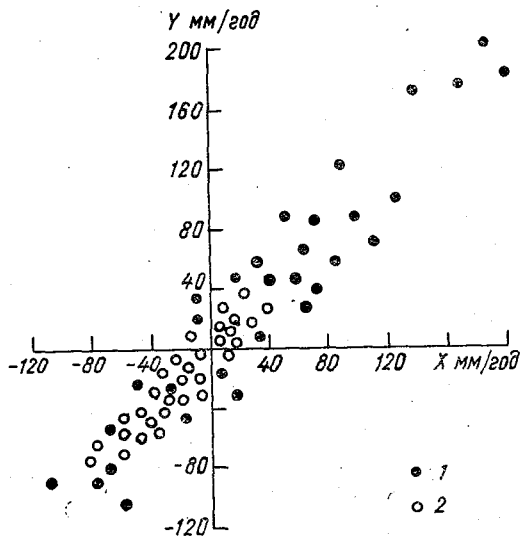


Рис. 1.11. Сопоставление значений дивергенции полного потока водяного пара X и Y над северным полушарием, вычисленных соответственно автором и Пейшоту [190].
1 — океаны; 2 — континенты.

Что касается карты $\nabla \cdot F'$ (рис. 1.12), то прежде всего следует отметить, что до сих она является, очевидно, единственной. Распределение дивергенции вихревого потока водяного пара в общих чертах напоминает распределение $\nabla \cdot F$. В тропической зоне преобладают положительные значения дивергенции с максимумом в центральном районе Тихого и западном районе Атлантического океанов. Над п-овом Индостан, западной частью Тихого океана и бассейном Нила отмечается конвергенция потока влаги.

Из тропической зоны отдельные «языки» дивергенции простираются далеко на север. Так, тихоокеанский «язык» захватывает территорию Северной Канады, а восточно-азиатский — большие пространства Восточной Сибири и Дальнего Востока. Наконец, третий «язык» дивергенции вытягивается над Средиземным морем, юго-западной частью Европы и над прилегающей к ней акваторией Северной Атлантики. Кроме того, отдельные очаги дивергенции вихревого потока влаги наблюдаются над районом Великих озер в Северной Америке и атлантическим сектором Арктики.

Конвергенция потока влаги преобладает над обширными территориями Северной Америки, Европы и Азии. Она также отмечается в умеренных поясах Атлантического и Тихого океанов и над Арктическим бассейном.



Рис. 1.12. Распределение дивергенции макротурбулентного (нестационарного) потока водяного пара (см/год) над северным полушарием.

Сравнивая абсолютные значения $\nabla \cdot \mathbf{F}$ и $\nabla \cdot \mathbf{F}'$, легко заметить, что $\nabla \cdot \mathbf{F}'$ заметно меньше $\nabla \cdot \mathbf{F}$ только в низких широтах, а в умеренных и высоких широтах они становятся сравнимыми друг с другом.

В частности, отношение $\nabla \cdot \mathbf{F}' / \nabla \cdot \mathbf{F}$ для США составляет 68 % для Северной Атлантики (70—40° с. ш.) — 65 %, для Западной Европы — 42 %, для Сибири — 44 %, для Аляски — 48 %, для Арктического бассейна — 140 %. Причины формирования столь большого значения над Арктическим бассейном будут рассмотрены в гл. 3.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что вихревой макротурбулентный поток влаги играет исключительно важную роль в формировании водного баланса умеренных и высоких широт.

1.5. Влагосодержание атмосферы и его изменения

Интегральное влагосодержание атмосферы (ВА) представляет суммарный запас водяного пара в столбе воздуха единичной толщины и характеризует ее водные ресурсы. Жидкий эквивалент ВА получил название «осажденная вода».

Как уже указывалось, ВА является значительно менее изменчивой характеристикой по сравнению с переносом влаги, причем вклад изменения ВА в баланс влаги существенно зависит от периода осреднения τ . С уменьшением τ вклад $\partial W/\partial t$ в уравнение ВБА увеличивается. Для малых τ (синоптический период) при резкой трансформации воздушных масс $\partial W/\partial t$ может даже превышать дивергенцию горизонтального потока влаги.

Следует отметить, что ВА широко используется при решении многих задач, непосредственно не связанных с расчетами водного баланса. Достаточно указать, например, на большое значение влагосодержания для изучения радиационных процессов.

Еще более важное значение для расчетов радиационных характеристик играет облачность (водосодержание атмосферы), составляющая менее 1 % ВА. Именно влаго- и водосодержание атмосферы обеспечивают взаимосвязь радиационных и гидрологических процессов, которые в совокупности определяют практически весь наблюдаемый спектр крупномасштабных колебаний атмосферы.

Глобальные оценки ВА (W_{gl}) по результатам расчета разных авторов [42, 54, 189, 193, 203, 210] довольно близки друг к другу, несмотря на различия в методиках вычисления W_{gl} и в объемах использованных данных. Возможно, именно поэтому обычно считается, что глобальное ВА в среднем за год является постоянным, хотя прямых доказательств нет, так как надежные оценки глобальных изменений ВА за длительный ряд лет отсутствуют.

Обратимся к табл. 1.8, в которой приводятся глобальные оценки ВА для климатических условий зимнего и летнего сезонов, а также аналогичные оценки ВА для северного и южного полушарий, полученные двумя различными способами.

Пейшоту, Оорт [193] вычислили ВА непосредственно по аэрологическим данным в слое от поверхности земли до изобарической поверхности 300 гПа. Пецели [189] рассчитал меридиональные профили ВА для каждого из 12 месяцев по климатологическим данным о влажности и температуре воздуха у земной поверхности. Расчет ВА осуществлялся до высоты $z=11$ км по следующей па-

раметрической формуле:

$$W = \alpha e_z,$$

где $\alpha = f(T_z, z_c)$ — некоторая функция от приземной температуры воздуха T_z и высоты станции над уровнем моря z_c , представленная в работе [189] в виде номограммы. В расчете ВА использованы данные 709 станций, причем период климатологического осреднения в целом составлял 30 лет (1931—1960 гг.). Однако для многих районов, прежде всего океана, период осреднения был значительно меньше (5—10 лет).

Таблица 1.8

Распределение влагосодержания атмосферы (мм) над северным (СП) и южным (ЮП) полушариями для зимы, лета и в среднем за год по данным разных авторов

Автор	Зима			Лето			Год		
	СП	ЮП	Зем-ной шар	СП	ЮП	Зем-ной шар	СП	ЮП	Зем-ной шар
Пейшоту, Оорт [193]	20,6	28,6	24,6	32,3	21,5	26,4	25,1	25,9	25,6
Пецели [189]	21,63	29,54	25,59	32,06	23,43	28,12	26,90	26,55	26,72
Расхождение, %	5	3	4	2	8	6	7	2	3

Как видно из табл. 1.8, между значениями ВА, полученными Пецели, Пейшоту и Оортом, наблюдается систематическое расхождение, обусловленное частично несоответствием верхней границы слоя, толщина которого ($11\,000 - z_{300}$) не остается постоянной в течение года. В среднем за год глобальная оценка ВА, по данным Пецели (26,72 мм, или $13\,632\text{ км}^3/\text{год}$), примерно на 3 % превышает значение ВА, определенное Пейшоту и Оортом (25,6 мм, или $13\,100\text{ км}^3/\text{год}$). Однако это расхождение представляется чуть завышенным, ибо при некоторых средних условиях, соответствующих стандартной атмосфере, влагосодержание в слое $11\,000 - z_{300}$ будет менее 2 % ВА в слое до поверхности 300 гПа. Поэтому расхождения оценок в табл. 1.8 в большей степени обусловлены различиями в методиках вычисления ВА.

Если рассматривать каждое полушарие в отдельности, то в северном атмосфера содержит в среднем за год влаги несколько больше, чем в южном и, кроме того, в северном полушарии более отчетливо выражен сезонный ход ВА. Так, от зимы к лету ВА увеличивается приблизительно в 1,5 раза, в то время как в южном полушарии оно возрастает примерно в 1,3 раза. Эти результаты послужили основанием Пецели сделать вывод о том, что регулирующая роль в формировании глобального ВА принадлежит суммарному испарению с поверхности континентов северного по-

лушария. Как будет показано в следующей главе, данное заключение является необоснованным.

Заметим, что отмеченные выше особенности формирования ВА в северном и южном полушариях отчетливо проявляются в меридиональном распределении зонально осредненных значений ВА для зимних, летних и годовых условий (рис. 1.13). При этом

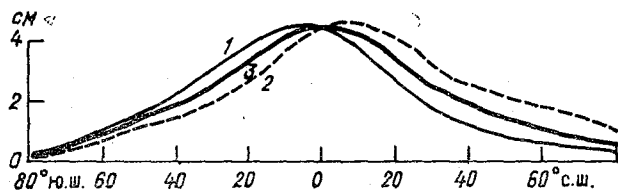


Рис. 1.13. Распределение зонально осредненного влагосодержания атмосферы (см) над земным шаром для зимних (1), летних (2) и годовых (3) условий за 1963—1973 гг. [193].

в среднем за год значения $[W]$ достигают максимума вблизи 5° с. ш., а для зимы и лета — вблизи 10° ю. и 10° с. ш. соответственно. Естественно, что зависимость $[W]$ от широты оказывается несимметричной относительно точки перегиба.

Изменения ВА ($\partial[W]/\partial t$), рассчитанные с помощью центральных разностей по данным Пецели, приводятся в табл. 1.9. Как и следовало ожидать, в низких широтах изменения ВА малы и носят случайный характер. В умеренных и высоких широтах северного полушария они достигают максимальных значений. Вследствие отчетливо выраженного годового хода ВА весной и в начале лета его изменения положительны, а осенью — отрицательны. Однако по абсолютным значениям изменения ВА малы по сравнению с другими компонентами ВБА и поэтому могут играть скольконибудь заметную роль в формировании ГЦ лишь в случае, когда испарение приблизительно соответствует количеству выпавших осадков.

Хотя глобальное ВА незначительно по сравнению с другими компонентами ВБА, значение его как перераспределительного механизма между испарением и осадками чрезвычайно велико. Это следует из глобального уравнения ВБА:

$$\partial W_{gl}/\partial t = E_{gl} - P_{gl}. \quad (1.28)$$

Исходя из современных оценок глобальных значений испарения и осадков (см. табл. 1.1), следует, что в течение года ВА меняется полностью 40—44 раза, т. е. средний период возобновления влаги в атмосфере составляет немногим более восьми суток.

В настоящее время обычно принимается, что межгодовые изменения ВА малы, а глобальное ВА в среднем за год является постоянным. Однако из-за отсутствия надежных оценок глобального изменения ВА за длительный ряд лет вряд ли можно считать последнее положение вполне доказанным.

В общем случае каждый компонент в уравнении (1.28) можно разделить на естественную (климатическую) и антропогенную составляющие. Предполагая их взаимную независимость, уравнение ВБА в «антропогенном» виде может быть записано следующим образом:

$$dW_{gt}^a/\partial t = E_{gt}^a - P_{gt}^a. \quad (1.29)$$

Изменение зонально осредненных значений

Широта	I	II	III	IV	V	VI
90° с.	-0,0	0,1	0,2	1,4	3,8	3,8
80	-0,2	0,1	0,4	2,0	3,6	3,0
70	-0,2	0,1	0,9	2,5	4,0	3,8
60	-0,3	0,6	1,6	2,9	4,4	4,7
50	-0,5	0,8	2,0	2,6	4,3	4,8
40	-0,6	0,7	2,0	3,1	4,6	4,7
30	-0,5	0,5	1,7	3,0	3,9	4,5
20	-1,4	0,5	2,6	3,2	2,9	2,3
10	-0,8	0,6	2,7	2,6	1,1	0,9
0	-0,1	0,4	1,1	0,3	-1,3	-1,6
10° ю.	0,6	0,2	-0,4	-1,4	-2,2	-5,3
20	0,8	-0,1	-1,8	-3,3	-2,8	-2,1
30	1,1	-0,4	-2,0	-2,9	-2,4	-2,4
40	0,9	-1,0	-1,6	-1,2	-1,6	-1,8
50	0,1	-0,7	-0,6	-1,0	-1,4	-1,2
60	-0,2	-0,6	-0,8	-0,6	-0,7	-0,6
70	-0,6	-1,0	-0,8	-0,4	-0,7	-0,5

Таким образом, уравнение (1.29) отражает глобальное изменение ВБА, обусловленное всем комплексом хозяйственной деятельности.

Прежде всего отметим, что вследствие интенсификации хозяйственной деятельности происходит быстрый рост безвозвратных потерь воды (в основном за счет увеличения орошения в сельском хозяйстве), представляющих, по существу, дополнительное испарение в атмосферу. Безвозвратное водопотребление за 1980 г. оценивалось в 1950 км³, а на 2000 г. планируется его рост до 2900 км³ [157].

Значительно сложнее обстоит дело с оценкой антропогенной составляющей осадков. Влияние СО₂ и других пассивных примесей в атмосфере на изменение количества выпавших осадков через изменения глобальной температуры воздуха, очевидно, не является еще сколько-нибудь заметным, во всяком случае на 1980 г.

В соответствии с уравнением (1.29) дополнительное количество испарившейся влаги за счет антропогенных факторов переходит в осадки, либо часть ее идет на увеличение ВА. Учитывая сухость атмосферы, особенно в аридных районах, являющихся основными

источниками поступления дополнительной влаги за счет орошения, можно, по-видимому, рассматривать дополнительное увлажнение атмосферы как реальную возможность. Если предположить, что в атмосфере число циклов возобновления влаги должно оставаться постоянным, т. е. $E_{gl}/W_{gl} = \text{const}$, то отсюда нетрудно определить современную скорость возрастания ВА. При среднем значении за 1970—1980 гг. $E_{gl}^a = 1750 \text{ км}^3/\text{год}$ [157] она будет составлять 40—

Таблица 1.9

ВА (мм/мес) над земным шаром, по [183]

VII	VIII	IX	X	XI	XII
−0,2	−3,5	−2,8	−1,6	−1,0	−0,2
0,9	−2,4	−3,7	−2,11	−1,2	−0,6
1,1	−2,1	−4,1	−3,5	−2,0	−0,7
1,6	−2,7	−4,8	−4,3	−2,5	−1,1
1,8	−2,5	−4,8	−4,1	−2,8	−1,5
2,3	−1,6	−4,8	−5,0	−3,5	−1,9
2,6	−0,8	−3,7	−5,0	−4,2	−2,1
1,5	−0,2	−2,2	−3,9	−3,5	−2,3
0,6	−0,4	−0,8	−0	−2,8	−2,2
−0,5	0,3	0,5	0,2	0,2	0,3
−1,1	3,6	1,8	1,7	1,4	1,1
−0,8	0,6	1,7	2,7	2,8	2,1
−0,6	1,0	1,5	2,0	2,4	2,7
−0,7	0,6	1,0	1,1	2,0	2,2
0	0,6	0,8	1,0	1,7	1,2
0,2	0,2	0,2	0,7	1,3	0,9
−0,1	−0,2	0,4	1,4	1,8	0,7

44 км³/год. Таким образом, если, например, условно принять, что в 1970 г. глобальное ВА равнялось 13 000 км³, то к 1980 г. оно должно достигнуть 13 400 км³.

В связи с тем что ВА через парниковый эффект существенно влияет на формирование поля температуры воздуха, то принципиальный интерес представляет выяснение той роли, которую могут играть возможные антропогенные изменения ВА в изменениях глобального климата.

По современным представлениям парниковый эффект обусловлен состоянием оптически активного в ИК-области комплекса: CO₂ — H₂O — O₃. Наибольшее внимание из этого комплекса уделяется CO₂ и соответственно проблеме возможного потепления глобального климата за счет антропогенного увеличения содержания CO₂ в атмосфере. Считается, что водяной пар вносит в парниковый эффект переменный вклад в силу большой естественной изменчивости и многочисленных обратных связей (главным образом через облачность и осадки) в атмосферном ГЦ. Не отрицая большого значения обратных связей, можно тем не менее полагать, что парниковый эффект при антропогенном росте ВА будет непосред-

венно приводить к увеличению глобальной приземной температуры воздуха.

Очевидно, детальное исследование данного вопроса возможно лишь с привлечением трехмерных моделей ОЦА. Однако приближенные оценки можно получить на основе хорошо апробированных радиационно-конвективных моделей, в которых задается глобальный профиль водяного пара по вертикали.

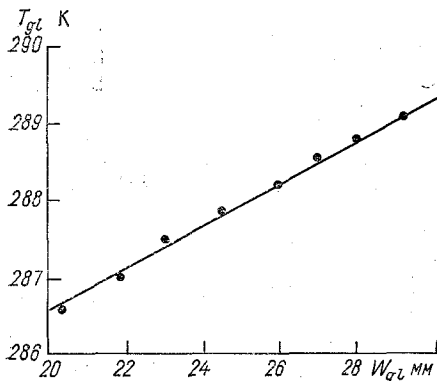


Рис. 1.14. Зависимость средней глобальной температуры воздуха T_{gl} от средних глобальных значений влагосодержания атмосферы W_{gl} .

Численные эксперименты с радиационно-конвективной моделью, отличающейся от известной модели Манабе Стриклера [99] лишь некоторыми модификациями в интегральных функциях пропускания для ИК-области спектра, были выполнены С. Г. Звенигородским. Начальный вертикальный профиль водяного пара в этой модели соответствовал $W_{gl}=26$ мм. При варьировании W_{gl} в пределах $\pm 20\%$ нормы (± 5 мм) и при постоянстве других параметров модели были рассчитаны вертикальные профили глобальной температуры воздуха.

На рис. 1.14 приводятся заданные значения W_{gl} и соответствующие им предвычисленные по модели значения глобальной температуры воздуха T_{gl} . Нетрудно видеть, что изменения T_{gl} происходят практически линейно относительно изменений W_{gl} . Это позволило выразить их в виде линейного уравнения

$$T_{gl} = 0,265W_{gl} + 281,32 \quad (1.30)$$

при коэффициенте корреляции $r=0,986$.

Из (1.30) следует, что $T_{gl}=288$ К при $W_{gl}=26$ мм, т. е. модель достаточно точно воспроизводит современный климат атмосферы. Поэтому следует ожидать достоверных результатов и при малых отклонениях параметров модели от нормы. В частности, при увеличении ВА с 13 000 до 13 400 км³ средняя глобальная температура воздуха у поверхности земли увеличивается на 0,21 К. Полученный таким образом тренд температуры воздуха почти в точности совпадает с эмпирической оценкой тренда за 1971—1980 гг., равной 0,19 К [38].

Следовательно, есть основания считать вполне реальным возможное влияние антропогенных изменений ВА на современные изменения климата. В то же время является очевидным и то обстоятельство, что при варьировании в модели в качестве переменной T_{gl} , которая может изменяться, например, за счет повышения концентрации CO_2 , нетрудно получить соотношение, обратное (1.30), т. е. $W_{gl} = f(T_{gl})$. Поэтому весьма важным представляется выясне-

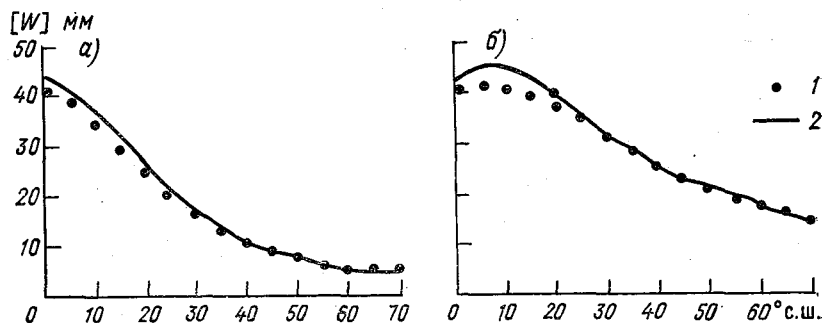


Рис. 1.15. Распределение зонально осредненных значений влагосодержания атмосферы $[W]$ для зимних (а) и летних (б) условий за пятилетний (1) [187] и десятилетний (2) [193] периоды.

ние следующего вопроса: изменения какой из указанных характеристик являются первичными по отношению к другой характеристике? Кроме того, существует необходимость в получении дополнительных экспериментальных оценок, подтверждающих или опровергающих реальность антропогенных изменений ВА.

На рис. 1.15 приводятся меридиональные профили зонально осредненных значений ВА для зимних и летних условий северного полушария за пятилетний (май 1958 г. — апрель 1963 г.) [187] и десятилетний (май 1963 г. — апрель 1973 г.) периоды [193]. Нетрудно видеть, что значения ВА за 1963—1973 гг. в низких широтах как зимой, так и летом заметно выше, чем за период 1958—1963 гг. Осредненные по всему северному полушарию значения ВА для зимы, лета и в среднем за год за 1958—1963 гг. составляют соответственно 19,6, 31,8 и 25,4 мм, а за 1963—1973 гг. они равны соответственно 20,6, 32,3 и 25,9 мм. Осредненные по внеэкваториальной зоне ($17,5^{\circ}$ — $87,5^{\circ}$ с. ш.) северного полушария аномалии годовой приземной температуры воздуха за 1958—1963 гг. и 1963—1973 гг. составляют $0,20$ К и $-0,05$ К [37]. Следовательно, несмотря на уменьшение температуры воздуха, ВА несколько возросло. Очевидно, что это можно интерпретировать увеличением испарения за счет антропогенных факторов.

Разумеется, полученные результаты являются весьма приближенными, требуют более детальной теоретической и экспериментальной проверки. В частности, здесь рассмотрен лишь один антропогенный механизм (безвозвратное водопотребление). Однако

существует другой антропогенный механизм (загрязнение океана нефтяными углеводородами), приводящий к противоположному эффекту, а именно к уменьшению потока испаряющейся влаги в атмосферу. К сожалению, количественные оценки этого эффекта пока еще отсутствуют. Кроме того, очень важной задачей является создание глобальной системы мониторинга ВА на основе дистанционного зондирования ИСЗ, без которой практически невозможно решение проблемы оценки влияния ВА на изменения глобального климата.

ГЛАВА 2

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЕЙ АТМОСФЕРНОЙ ВЛАЖНОСТИ НАД ОКЕАНАМИ

2.1. Методы расчета влажности воздуха в приводном слое

Основными характеристиками (полями) атмосферной влажности над океаном являются влажность воздуха в приводном слое и суммарное влагосодержание столба воздуха единичного сечения. Указанные поля составляют единый вертикальный профиль влажности от поверхности океана до такой высоты, на которой содержанием влаги можно пренебречь.

Основными источниками информации о влажности над океаном являются эпизодические специализированные экспедиции и океанские станции. Естественно, что этих источников явно недостаточно для обеспечения современных потребностей гидрометеорологии, в частности для выполнения массовых расчетов испарения и изучения его пространственно-временной структуры. Поэтому в настоящее время приходится рассчитывать только на косвенные способы определения влажности воздуха.

Косвенный способ предполагает существование физических взаимосвязей влажности воздуха с другими гидрометеорологическими характеристиками приводного слоя. Именно на этом базируется построение различных эмпирических формул и номограмм, связывающих влажность с определяющими и более доступными параметрами. Более строгие результаты можно получить на основе методов параметризации приводного слоя. Например, как следует из опыта использования теории подобия и размерности [16] в общем виде, перепад парциального давления водяного пара * в приводном слое может быть представлен следующим образом:

$$\Delta e/e_0 = [\rho (\nu \beta \Delta T)^{2/3} / e_0]^P (A + B \psi^{-2P/3}) + C, \quad (2.1)$$

где ρ — плотность воздуха; e_z — давление пара в приводном слое; e_0 — давление насыщенного водяного пара при температуре поверхности океана (T_0 К); $\Delta e = e_0 - e_z$ — перепад давления пара в приводном слое; T_z — температура воздуха, К; $\Delta T = T_0 - T_z$ — перепад температуры в приводном слое; ν — коэффициент вязкости; $\beta =$

* В дальнейшем эту величину будем называть давлением пара.

$=ga_T$ — параметр плавучести (g — ускорение свободного падения; $a_T = 1/T_z$ — коэффициент термического расширения, определяемый по температуре воздуха T_z (K)); $\psi = \sqrt{\beta \Delta T/U_z^2}$ — аналог числа Ричардсона (U_z — скорость ветра вблизи поверхности океана); A, B, C, P — эмпирически определяемые параметры.

Из формулы (2.1) следует, что e_z зависит лишь от трех параметров: температуры воздуха и воды и скорости ветра.

Значения постоянных A, B, C и P могут быть определены на основе экспериментальных данных, состоящих из синхронных измерений влажности, скорости ветра, температуры воды и воздуха. Очевидно, что для определения постоянных A, B, C и P достаточно рассмотреть некоторые предельные случаи, описываемые формулой (2.1), а именно: случай нейтральной стратификации приводного слоя ($\Delta T = 0$), штиль ($U_z = 0$) и штиль при нейтральной стратификации ($U_z = 0$ и $\Delta T = 0$). Формула (2.1) для этих случаев существенно упрощается и соответственно облегчается определение постоянных. Однако, если подбор экспериментальных данных для оценки постоянных в формуле (2.1) при коротких периодах осреднения, вообще говоря, не представляет особых сложностей, то подбор их при осреднении за месяц и тем более за год уже затруднителен.

Очевидно, что при различных периодах осреднения роль указанных факторов в формировании поля влажности будет неодинаковой. Так, характерная особенность формирования поля влажности над океаном для годовых интервалов времени заключается в том, что определяющим является лишь один параметр, а именно температура воздуха. При этом зависимость e_z от температуры воздуха аналогична зависимости давления насыщенного водяного пара от температуры (формула Магнуса):

$$e_z = d_0 \cdot 10^{d_1 t_z / (d_2 + t_z)}, \quad (2.2)$$

где d_0, d_1 и d_2 — эмпирические коэффициенты. Значения коэффициентов d_0, d_1 и d_2 были определены по климатическим данным о влажности и температуре воздуха более чем в 40 районах, расположенных в различных физико-географических условиях МО [164]. С помощью метода наименьших квадратов было найдено, что $d_0 = 5,01$, $d_1 = 7,33$, $d_2 = 235$; при этом погрешность значения e_z составила $\sim 4\%$.

Следует иметь в виду, что вследствие небольшого массива исходных данных, а также их разнородности полученные значения указанных коэффициентов являются приближенными. Очевидно, их уточнение по мере накопления информации и увеличения ее достоверности не представляет каких-либо затруднений.

Оценим точность формулы (2.2) по независимым данным. Для этой цели воспользуемся значениями влажности и температуры воздуха по наблюдениям пяти океанских станций за 1953—1972 гг. [150]. На рис. 2.1 приводится сопоставление фактических и рассчитанных по формуле (2.2) значений давления пара. Нетрудно

заметить, что вычисленные значения практически для всех океанских станций несколько ниже фактических. Это свидетельствует о наличии систематической погрешности, которая оказалась равной 2,3 %, в то время как случайная погрешность составила около 3 %.

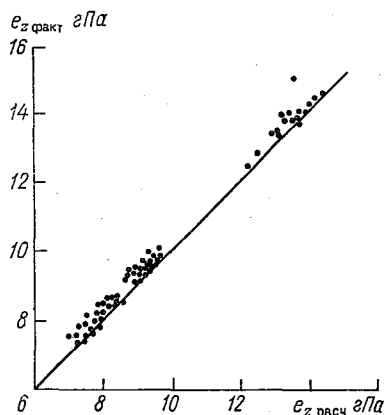


Рис. 2.1. Сопоставление фактических и рассчитанных годовых значений парциального давления водяного пара в приводном слое по данным океанских станций.

Заметим, что в работе [45] на основе анализа экспериментальных данных об эффективном излучении поверхности океана и характеристик приводного слоя атмосферы получена формула для расчета давления пара по температуре воздуха, имеющая вид

$$e_z = 1,33 [(14,637 \cdot 10^{-7} T_z^4 - 99)^{1/2} / 18 - 3,5]^{3,257},$$

где T_z — температура, К. В диапазоне $0 < t_z < 20^\circ\text{C}$ различия между данной формулой и (2.2) не превышают 0,2 гПа, т. е. возможной погрешности расчета давления пара. Вне пределов указанного диапазона значений температуры воздуха данная формула дает несколько меньшие значения e_z по сравнению с формулой (2.2).

Наконец, заметим, что, используя формулу (2.2) нетрудно оценить диапазон изменчивости относительной влажности над океаном. Как следует из формулы Магнуса и зависимости (2.2), относительная влажность над океаном меняется от 80 % при $t_z = 0^\circ\text{C}$ до 94 % при $t_z = 25^\circ\text{C}$.

При переходе от годового осреднения к более коротким периодам температура воздуха уже перестает быть главным фактором, определяющим поле влажности. Поэтому вначале, основываясь на статистических приемах, оценим роль различных факторов в формировании поля влажности при осреднении за месяц. В этом случае представляется более удобным перейти к значениям перепада давления пара $\Delta e = e_0 - e_z$ и температуры $\Delta T = T_0 - T_z$ приводного слоя, что существенно облегчает процедуру анализа.

Как было установлено в результате расчетов, коэффициент корреляции между значениями Δe и ΔT для различных океанских

станций и сезонов года составляет 0,6—0,9 при среднем значении $\bar{r}_{\Delta e, \Delta T} = 0,77$, а между значениями Δe и скоростью ветра U он изменяется от 0,3 до —0,3 при среднем значении $\bar{r}_{\Delta e, U} = -0,02$.

Для оценки значимости коэффициентов корреляции воспользуемся критерием $|r| > t_\alpha \sigma_r$, где t_α — параметр Стьюдента при заданном уровне значимости α (примем $\alpha = 0,05$); σ_r — ошибка ко-

эффициента корреляции ($\sigma_r = (1 - r^2) / \sqrt{n - 1}$). При длине ряда $n = 20$ и $r_{\Delta e, U} = 0,3$ имеем $t_\alpha \sigma_r = 0,43$, т. е. даже максимальные коэффициенты корреляции между Δe и U оказываются незначимыми, что свидетельствует о случайности связи между перепадом давления пара и скоростью ветра. Таким образом, при среднем месячном осреднении перепад давления пара в приводном слое определяется лишь одним параметром — перепадом температуры. Исходя из этого, целесообразно принять [17], что

$$\alpha_e = f(\alpha_T),$$

где $\alpha_e = \Delta e / e_0$, а $\alpha_T = \Delta T / T_0$.

Данное допущение равносильно принятию гипотезы о том, что взаимное приспособление (адаптация) перепадов температуры и давления пара в приводном слое осуществляется значительно меньше месяца.

Анализ экспериментальных данных позволил установить, что при пространственном осреднении средних многолетних месячных значений α_e и α_T между ними обнаруживается связь, которая описывается соотношением [17]:

$$\langle \tilde{\alpha}_e \rangle = (a_0 + a_1 \langle \tilde{\alpha}_T \rangle)^{0,5}, \quad (2.3)$$

где черта сверху означает осреднение за многолетний период, а угловые скобки — пространственное осреднение; a_0 и a_1 — коэффициенты, зависящие от физико-географических условий.

Формула (2.3) описывает любые условия стратификации приводного слоя. Действительно, для нейтральной стратификации ($\alpha_T = 0$) $\alpha_e = a_0^{1/2}$ и, следовательно, $e_z = e_0(1 - a_0^{1/2})$. Для устойчивой стратификации ($\alpha_T < 0$) значения α_e изменяются в диапазоне $[0, a_0^{1/2}]$.

Отрицательных значений α_e принимать не может, так как это означает переход к принципиально иному физическому процессу, а именно к преобладанию конденсации над испарением, что вообще говоря не может иметь места при рассматриваемых в формуле (2.3) масштабах осреднения.

Осредненная для девяти атлантических океанских станций и за 20-летний период (1951—1970 гг.) зависимость α_e от α_T приводится на рис. 2.2. Как и следовало ожидать, максимальные значения α_e и α_T отмечаются зимой, а минимальные — летом. Значения параметров a_0 и a_1 , найденные методом наименьших квадратов, соответственно равны 0,0121 и 10. Стандартная погрешность α_e составляет $\sigma_{\alpha_e} = 0,08$. При этом погрешности расчета климати-

ческих месячных значений давления пара находятся в пределах 5—6 %.

Отметим, что погрешность определения α_e для отдельных океанских станций несколько уменьшается (стандартная погрешность варьирует в пределах 0,02—0,05) вследствие того, что коэффициенты a_0 и a_1 , как уже указывалось выше, испытывают определенные колебания в пространстве. Одним из возможных способов

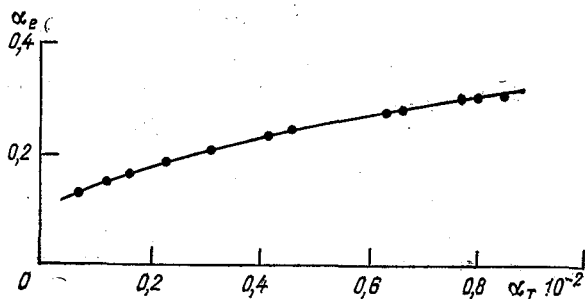


Рис. 2.2. Зависимость безразмерного перепада давления водяного пара α_e от безразмерного перепада температуры α_T по данным девяти океанских станций за 1951—1970 гг.

учета региональности коэффициентов a_0 и a_1 в формуле (2.3) является районирование МО по характеру годовых колебаний α_e .

Если средние месячные значения α_e и α_T в конкретном районе экватории, в масштабе которого проводилось пространственное осреднение в формуле (2.3), представить в виде сумм осредненных значений и отклонений от них (α'_e и α'_T соответственно) и принять гипотезу о пропорциональности отклонений α'_e отклонениям α'_T , то можно получить для определения средних месячных значений e_z следующую формулу [17]:

$$e_z = e_0 [1 - (\langle \bar{k} \rangle(\tau) \alpha_T + c(\tau))], \quad (2.4)$$

где τ — месяц года; $\langle \bar{k} \rangle(\tau)$ — коэффициент пропорциональности между α'_e и α'_T , имеющий годовой ход, обусловленный различиями в годовых колебаниях перепадов температуры и давления пара; $c(\tau)$ — эмпирическая функция времени.

Отчетливо выраженный сезонный ход $\langle \bar{k} \rangle(\tau)$ и $c(\tau)$ позволяет представить их в виде гармонических функций времени вида

$$f(\tau) = A_0 + A_1 \cos(\omega\tau + \varphi),$$

где A_0 — математическое ожидание соответствующей функции; A_1 — амплитуда годового хода; ω — круговая частота ($\omega = 2\pi/T$, $T = 12$ мес); φ — начальная фаза. Значения этих параметров для $\langle \bar{k} \rangle(\tau)$ и $c(\tau)$ приведены в [17].

Проверка формулы (2.4) для Северной Атлантики показала, что она дает незначительную систематическую погрешность (-1%), а случайная погрешность составляет примерно $0,2-0,4$ гПа, или $3-5\%$.

Разумеется, существуют и другие эмпирические зависимости по расчету давления пара в приводном слое. Например, В. Г. Снопковым [135] предложена следующая формула:

$$e_z = 0,85e_0 0,91^{\Delta T}, \quad (2.5)$$

которая справедлива для любых условий стратификации и по своей сути близка к зависимости (2.3). В работе [101] для тропической зоны МО в случае неустойчивой стратификации получена формула вида

$$e_z = 0,76e_s (1 + 0,06 \Delta T),$$

где e_s — давление насыщенного водяного пара при температуре воздуха T_z , а при устойчивой и нейтральной стратификации давление пара определяется как

$$e_z = 0,81e_s.$$

Можно, наконец, упомянуть, что в работе [57] получена аппроксимационная зависимость перепада давления пара от перепада температуры для умеренных и высоких широт Атлантического океана в виде

$$\alpha_e = 0,139 + 22,581\alpha_T - 242,596\alpha_T^2.$$

Поскольку В. Г. Снопков [135] считает зависимость (2.5) универсальной, в работе [57] выполнен подробный анализ погрешностей расчета давления пара по формуле (2.5) по данным океанских станций за 1951—1970 гг. и климатическим данным Атласа океанов [11]. В северных районах практически во все сезоны года формула (2.5), хотя и незначительно, занимает значения e_z , а в тропических районах, напротив, завышает. Аналогичные результаты для тропической зоны получены в работе [120], в которой производилось сравнение предвычисленных и измеренных на попутных судах значений давления пара. Следовательно, формула (2.5) носит региональный характер.

Как следует из (2.5), при $\Delta T = 0$ К имеем $e_z = 0,85e_0$. Таким образом, при нейтральной стратификации различия между (2.3) и (2.5) составляют $\sim 4,5\%$. В наиболее характерном для МО диапазоне изменчивости ΔT [1, 2] расхождения между (2.3) и (2.5) становятся минимальными ($0,2$ гПа). С увеличением параметра стратификации ($\Delta T > 2$ К) различия в значениях e_z , вычисленных по (2.3) и (2.5), быстро увеличиваются и, например при $\Delta T = 4$ К, составляют уже $\sim 5\%$.

Рассмотрим еще один способ определения давления пара над океаном [18], который прежде всего может быть использован для предвычисления зонально осредненных значений $[e_z]$. Представим

безразмерные средние месячные перепады температуры и давления пара в виде

$$\alpha_e'' = \alpha_e - \tilde{\alpha}_e; \quad \alpha_T'' = \alpha_T - \tilde{\alpha}_T,$$

где тильда над буквой означает осреднение за год, а штрих — отклонение от годовой нормы. Величины $\tilde{\alpha}_e$ и $\tilde{\alpha}_T$ связаны между собой зависимостью (2.2).

Предположим, что для каждой станции отклонения α_e' и α_T' пропорциональны друг другу, т. е.

$$\alpha_e'' = b\alpha_T'',$$

где b — коэффициент пропорциональности. Заметим, что точность определения α_e'' по этой формуле оказывается очень высокой. Погрешность расчета средних месячных значений α_e для отдельно взятой станции не превышает 2 %. Очевидно, при точной аппроксимации зависимости коэффициента b от определяющих внешних параметров можно получить оценки давления пара с очень малой погрешностью. К сожалению, пока не удалось подобрать такие параметры. Тем не менее с достаточно высокой точностью меридиональный профиль $[b]$ может быть аппроксимирован нелинейной зависимостью от температуры воздуха

$$[b] = 28,415 - 1,026 [t_z] + 0,025 [t_z]^2. \quad (2.6)$$

Другой возможный способ аппроксимации коэффициента b основывается на использовании осредненных по акватории МО величин t_z^M и b^M , т. е.

$$b = b^M (1,647 - 1,4973y + 0,8502y^2), \quad (2.7)$$

где $y = \tilde{t}_z / \tilde{t}_z^M$. В формуле (2.7) принято, что $\tilde{t}_z^M = 18,1^\circ\text{C}$, а $b^M = 18,7$. Случайная погрешность определения b по обеим формулам примерно одинакова и составляет около 5 %.

Таким образом, приведенные выше зависимости позволяют рассчитать годовой ход давления пара в любой точке МО, а также его зонально осредненные значения по температуре воды и воздуха.

2.2. Годовой ход парциального давления водяного пара над океанами

Рассмотрим распределение средних месячных значений давления пара над Атлантическим, Индийским и Тихим океанами, а также над МО в целом, вычисленных по данным [140], которое приводится на рис. 2.3 и в табл. 2.1.

Как и следовало ожидать (рис. 2.3), давление пара в приводном слое Атлантического океана возрастает от высоких широт к низким, достигая максимума в зоне $0-10^\circ$ с. ш., где наиболее

хорошо выражена деятельность ВЗК. В северном полушарии прослеживается значительный годовой ход давления пара, максимум которого отмечается в зоне 30—40° с. ш. (стандартное отклонение $\sigma_e = 4$ гПа). Наименьшая изменчивость месячных значений давле-

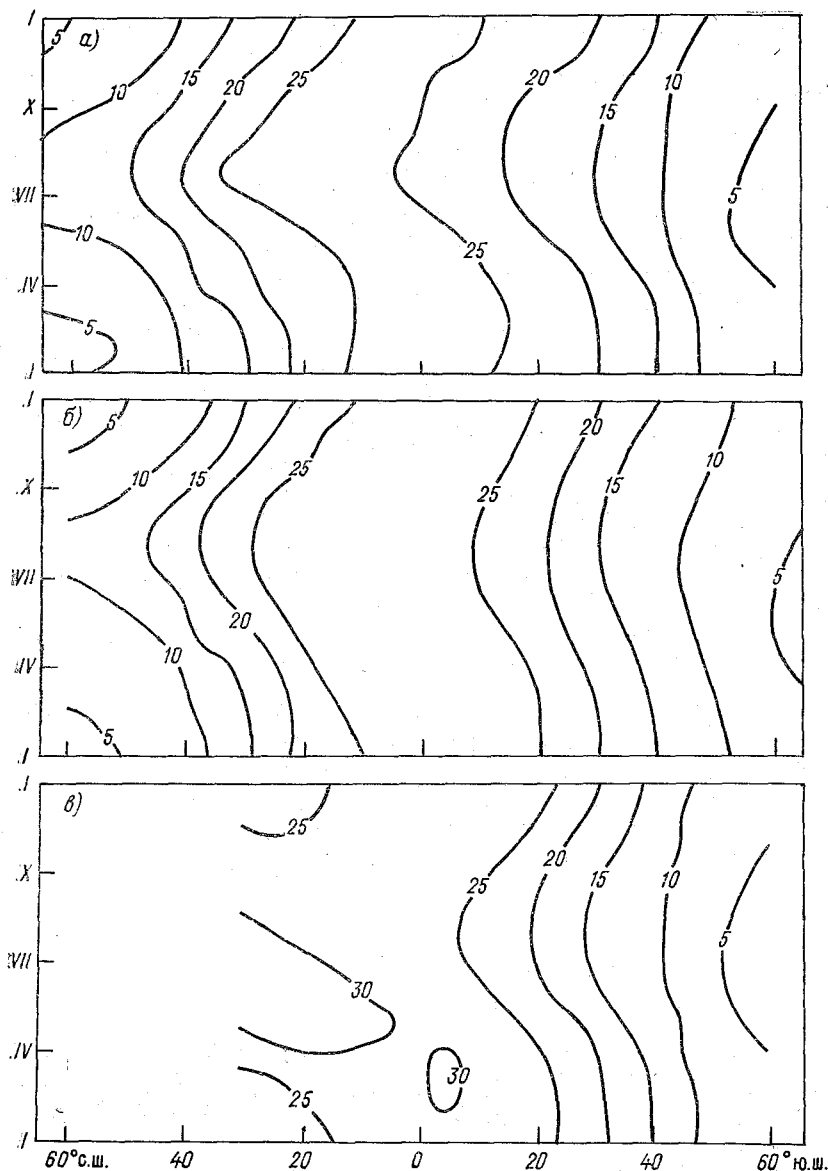


Рис. 2.3. Внутригодовое распределение e_z (гПа) над Атлантическим (а), Тихим (б) и Индийским (в) океанами.

ния водяного пара наблюдается в экваториальной зоне 0—10° с. ш. ($\sigma_e=0,7$ гПа). В южном полушарии распределение e_z носит более однородный характер, ее годовой ход от экватора до 40° ю. ш. практически одинаков ($\sigma_e=2,1$ гПа).

Во многом аналогичный характер имеет распределение e_z в приводном слое Тихого океана (рис. 2.3 б). Более мощным по сравнению с Атлантическим океаном является лишь пояс максималь-

Таблица 2.1

Распределение зонально осредненных месячных значений давления пара (гПа) над Мировым океаном

Зона	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
70—60° с. ш.	3,6	2,9	4,1	6,1	7,8	9,3	10,6	10,7	8,8	6,2	5,5	4,3
60—50	5,2	4,9	5,8	6,0	8,2	9,7	11,5	12,3	11,0	8,7	6,6	8,1
50—40	7,6	7,6	8,2	9,2	10,5	12,4	15,1	16,6	15,2	12,7	10,0	8,6
40—30	12,3	12,1	13,0	14,3	16,4	19,1	22,1	23,6	21,9	19,3	16,2	13,8
30—20	18,6	18,6	19,4	21,0	23,0	25,1	26,7	27,2	26,8	24,9	22,6	20,1
20—10	24,4	24,4	25,1	26,0	27,0	27,9	28,4	28,3	28,4	27,9	27,0	25,5
10—0	27,4	27,8	28,3	28,8	28,8	28,2	27,7	27,2	27,5	27,4	27,2	26,9
0—10° ю. ш.	27,6	28,5	28,7	28,7	28,1	26,9	25,8	25,4	25,5	26,0	26,6	27,1
10—20	26,6	27,3	27,1	26,4	25,3	23,5	22,3	22,2	22,6	23,3	24,4	25,3
20—30	23,3	24,0	23,5	22,2	20,3	18,7	17,8	17,5	18,0	18,8	20,0	21,6
30—40	17,6	18,3	17,7	16,4	15,0	13,8	13,0	12,6	12,9	13,7	14,9	16,3
40—50	11,8	12,0	11,4	10,6	9,8	9,0	8,6	8,5	8,8	9,3	10,0	10,9
50—60	8,0	7,9	7,5	6,5	5,7	5,2	5,1	5,3	5,8	6,2	6,8	7,7
60—70	6,5	5,9	5,0	4,0	3,7	3,9	4,0	4,7	5,1	5,6	6,1	6,5
0—70° с. ш.	18,4	18,4	19,1	20,2	21,3	22,5	23,7	24,1	23,5	22,2	20,6	19,1
0—70° ю. ш.	18,7	19,1	18,7	17,9	16,8	15,7	15,0	14,9	16,2	16,8	16,7	17,7
70° с.—70° ю. ш.	18,6	18,8	18,9	18,8	18,7	18,5	18,6	18,7	19,4	19,1	18,3	18,3

ных значений давления пара, ограниченный изолинией 25 гПа. Наибольшая изменчивость значений e_z в годовом ходе отмечается в зоне 30—40° с. ш. ($\sigma_e=4,2$ гПа), наименьшая — в экваториальной зоне северного полушария ($\sigma_e=0,7$ гПа).

Что касается Индийского океана (рис. 2.3 в), то здесь распределение давления пара носит значительно более сложный характер. Прежде всего, Индийский океан является более влажным по сравнению с Атлантическим и Тихим океанами. В летний период (май—август) над северной частью Индийского океана давление пара превышает 30 гПа, что, безусловно, связано с деятельностью азиатского муссона. Годовой ход e_z над Индийским океаном выражен слабо почти на всех широтах, исключая прибрежные районы Аравийского моря и Бенгальского залива ($\sigma_e=4,6$ гПа).

Обратимся теперь к распределению зонально осредненных месячных значений давления пара над МО (табл. 2.1). Нетрудно видеть, что оно в основном отражает уже отмеченные особенности годового хода и межширотных изменений. В целом над северным

полушарием внутригодовая изменчивость ($\sigma_e = 2,1$ гПа) несколько выше по сравнению с южным полушарием ($\sigma_e = 1,4$ гПа). В то же время меридиональный градиент экватор — полярные широты выше в южном полушарии.

Распределение средних годовых значений давления пара и его меридионального градиента Γ_e над отдельными океанами представлено в табл. 2.2. Как видно из этой таблицы, межширотные изменения весьма значительны. От полярных широт к экватору

Таблица 2.2

Распределение зонально осредненных средних годовых значений давления пара e_z (гПа) и его меридионального градиента Γ_e (гПа/(... °)) над отдельными океанами и Мировым океаном в целом

Зона	Атлантический океан		Тихий океан		Индийский океан		Мировой океан	
	e_z	Γ_e	e_z	Γ_e	e_z	Γ_e	e_z	Γ_e
70—60 ° с. ш.	7,2	—	—	—	—	—	6,7	—
60—50	8,7	0,15	7,6	—	—	—	8,1	0,14
50—40	12,1	0,34	10,6	0,30	—	—	11,1	0,30
40—30	18,3	0,62	16,3	0,57	—	—	17,0	0,59
30—20	22,6	0,43	22,6	0,63	—	—	22,8	0,58
20—10	25,6	0,30	26,9	0,43	27,5	0,10	26,7	0,39
10—0	26,6	0,10	27,8	0,09	28,5	0,05	27,8	0,11
0—10° ю. ш.	25,3	0,13	27,1	0,07	28,0	0,01	27,1	0,07
10—20	22,3	0,30	25,0	0,21	28,1	0,23	24,7	0,24
20—30	19,8	0,25	20,5	0,45	25,8	0,49	20,5	0,42
30—40	15,1	0,47	15,3	0,52	20,9	0,58	15,2	0,53
40—50	9,4	0,57	11,0	0,43	15,1	0,55	10,1	0,51
50—60	6,1	0,33	7,4	0,36	9,6	0,38	6,5	0,36
60—70	—	—	5,2	0,22	5,8	—	5,0	0,15
0—70° с. ш.	18,6	—	21,7	—	—	—	21,1	—
0—70° ю. ш.	16,2	—	18,2	—	17,3	—	17,0	—
70° с.—70° ю. ш.	17,5	—	19,8	—	19,3	—	18,7	—

они увеличиваются в несколько раз. Однако различия в распределении e_z над отдельными океанами, особенно в южном полушарии, сравнительно невелики. Наиболее влажным является приводный слой над Тихим океаном (среднее давление пара 19,8 гПа), наименее влажным — приводный слой над Атлантическим океаном (среднее давление пара 17,5 гПа). Промежуточное положение занимает Индийский океан, однако именно здесь находится самый влажный пояс (10—20° с. ш.), в котором давление пара достигает 28,5 гПа.

Более наглядное представление о межширотной изменчивости можно получить из распределения Γ_e . Максимальная изменчивость меридионального профиля отмечается около 40° с. ш. в Атлантическом океане ($\Gamma_e = 0,62$ гПа/(...°)), и 30° с. ш. в Тихом оке-

ане ($\Gamma_e = 0,63$ гПа/(...°)). Межширотная изменчивость e_z практически отсутствует в Индийском океане вблизи экватора. Над Тихим и Атлантическим океанами его минимальные значения сдвигаются к 10° с. ш. (0,1 гПа/(...°)).

В южном полушарии по сравнению с северным межширотная изменчивость e_z в целом над МО несколько выше. При этом ее максимум в каждом из океанов проявляется на тех же широтах, что и в северном полушарии: над Тихим океаном вблизи 30° ю. ш. ($\Gamma_e = 0,52$ гПа/(...°)), над Атлантическим океаном около 40° ю. ш. ($\Gamma_e = 0,57$ гПа/(...°)), а над Индийским — вблизи 30° ю. ш. ($\Gamma_e = 0,58$ гПа/(...°)). При осреднении по акватории отдельных океанов наиболее контрастным по влажности в меридиональном направлении является Тихий океан ($\Gamma_e = 0,36$ гПа/(...°)), а наименее контрастным — Индийский океан ($\Gamma_e = 0,30$ гПа/(...°)).

2.3. Методы расчета влагосодержания атмосферы над океаном

Оценки ВА над океаном могут быть получены различными способами: на основе дистанционного зондирования атмосферы с ИСЗ, по аэрологическим данным путем вычисления интеграла (2.8) и косвенными методами, основанными на тех или иных параметризациях вертикального профиля водяного пара.

Очевидно, наиболее предпочтителен первый способ, тем более, что погрешности измерения ВА с ИСЗ не выходят за пределы погрешностей определения ВА аэрологическим методом [171, 188, 212]. Однако полученные таким образом оценки ВА обходятся весьма дорого. Это является одной из причин того, что до настоящего времени стационарная система мониторинга ВА из космоса отсутствует. Современное состояние проблемы индикации ВА с ИСЗ достаточно подробно рассматривается в недавно опубликованной монографии К. Я. Кондратьева, В. В. Мелентьева [68].

Определение ВА по аэрологическим данным возможно лишь для стационарных судов погоды, специализированных экспедиций и малых островов, что, разумеется, явно недостаточно для практических целей. Именно поэтому и возникает задача расчета ВА косвенными методами по доступной информации.

В изобарической системе координат, как известно, влагосодержание столба атмосферы единичной толщины определяется следующим образом:

$$W = \frac{1}{g} \int_{p_K}^{p_z} q dp, \quad (2.8)$$

где p_z и p_K — соответственно давление воздуха в приводном слое атмосферы и на такой изобарической поверхности, где влажностью можно пренебречь.

Представим вертикальное распределение доли влаги в пределах тропосферы на основе экспоненциального закона [102]

$$q = q_z \exp(-\alpha z), \quad (2.9)$$

где q_z — доля влаги в приводном слое (на уровне судовых наблюдений); α — размерный коэффициент.

Используя барометрическую формулу реальной атмосферы

$$p = p_z \exp(-gz/R_c T_m)$$

(где R_c — газовая постоянная сухого воздуха; T_m — средняя температура столба воздуха до высоты z_k), перепишем выражение (2.9) как

$$p/q^\beta = (p_z/q_z^\beta) \exp(-gz/R_c T_m) / \exp(-\alpha \beta z), \quad (2.10)$$

где $\beta = g/(\alpha R_c T_m)$ — безразмерный коэффициент.

Путем несложных преобразований из (2.10) можно получить

$$q = q_z (p/p_z)^{1/\beta}. \quad (2.11)$$

Подставляя (2.11) в (2.8) и выполнив интегрирование от p_z до p_k , получим

$$W = g^{-1} q_z p_z [\beta/(\beta + 1)] [1 - (p_k/p_z)^{(1+\beta)/\beta}].$$

Однако, учитывая, что с уменьшением p_k (уже при $p_k = 300$ гПа) отношение $(p_k/p_z)^{(1+\beta)/\beta} \rightarrow 0$, выражение для ВА приобретает простой вид

$$W = g^{-1} q_z p_z \beta/(\beta + 1). \quad (2.12)$$

Если в (2.12) перейти от доли влаги к давлению пара e_z , то получим

$$W = 6,34 e_z \beta/(\beta + 1),$$

где e_z в гектопаскалях, а W в кг/м².

В зависимости от задания β можно получить целый набор различных формул, близких к тем или иным эмпирическим зависимостям. Рассмотрим, например, частное решение для (2.12) при $\beta = 1/2$. В этом случае получим следующую формулу:

$$q = q_z \exp[-2gz/(R_c T_m)] = q_z (p_k/p_z)^2, \quad (2.13)$$

которая применялась для изучения закономерностей распределения влажности с высотой в работах [14, 78]. Заметим также, что данная зависимость использовалась в климатических моделях [37, 205].

Из (2.13) нетрудно получить

$$W = (1/3g) q_z p_z = 2,11 e_z. \quad (2.14)$$

Однако, если сравнить (2.14) с (2.17), то сразу видно, что формула (2.14) дает завышенные значения ВА.

Исходя из определения коэффициента β , в общем случае $\beta = f(\alpha, T_m)$. Так как в политропной атмосфере T_m связана с температурой у поверхности земли (воды) T_z соотношением $T_m =$

$=T_z/(1+\lambda_n)$ (где λ_n — показатель политропы), то $\beta=f(\alpha, T_z)$. Изучение экспериментальных данных показало, что наиболее важным параметром является T_z . Поэтому в первом приближении будем считать, что коэффициент β зависит лишь от приповерхностной температуры воздуха.

Решением обратной задачи (по известным вертикальным профилям влажности в атмосфере) нетрудно определить коэффициент β . В табл. 2.3 представлены зонально осредненные значения коэффициента $[\beta]$ для северного полушария, рассчитанные по данным [187] о зонально осредненных значениях доли влаги на изобарических поверхностях (от 1000 до 300 гПа) с шагом 50 гПа в нижних слоях атмосферы.

Из табл. 2.3 видно, что значения коэффициента $[\beta]$ имеют заметный широтный ход, увеличиваясь по направлению от низких широт к высоким. Минимальные значения $[\beta]$ отмечаются на 15° с. ш., а максимальные — на 75° с. ш. Интересные особенности проявляются в сезонном ходе коэффициента $[\beta]$. Так, от экватора до 55° с. ш. его максимальные значения наблюдаются летом, а минимальные — зимой. Севернее 55° с. ш., наоборот, максимальные значения отмечаются зимой, а минимальные — летом. Что касается амплитуды годового хода, то на большей части полушария она сравнительно мала и лишь в полярной области севернее 65° с. ш. резко возрастает.

Зависимость средних месячных значений коэффициента $[\beta]$ от $[T_m]$ для северного полушария, исключая экваториальную зону, приводится на рис. 2.4. Нетрудно видеть, что значения $[\beta]$ нелинейным образом зависят от $[T_m]$, причем нелинейный характер связи прежде всего характерен для области отрицательных температур воздуха. Учитывая функциональный характер связи между T_m и T_z , данная зависимость была аппроксимирована следующей формулой:

$$[\beta] = 5,70 ([T_z] - 243)^{-1,33} + 0,26, \quad (2.15)$$

средняя квадратическая погрешность которой составляет $\sigma_{[\beta]} = 0,05$. В области положительных температур воздуха $[\beta]$ меняется сравнительно мало. Так, $[\beta] = 0,322$ при $[T_z] = 273$ К и $[\beta] = 0,288$ при $[T_z] = 298$ К.

Аналогичный вид имеет зависимость коэффициента β от температуры воздуха в приводном слое (рис. 2.5), полученная в работе [17] по данным о вертикальном распределении водяного пара над океанскими и островными станциями в северных частях Атлантического и Тихого океанов [104].

Указанная зависимость была аппроксимирована выражением

$$\beta = \text{cth}(0,038T_z - 8,68) - 0,69, \quad (2.16)$$

средняя квадратическая погрешность которого равна $\sigma_\beta = 0,04$. Как видно из рис. 2.5 и формулы (2.16), при положительных значениях температуры, соответствующих основному диапазону ее

Таблица 2.3

Распределение значений коэффициента $[\beta]$ для северного полушария

Северная широта, ...	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
0	0,295	0,289	0,300	0,307	0,304	0,290	0,294	0,295	0,292	0,300	0,304	0,302	0,299
5	0,279	0,275	0,284	0,292	0,300	0,297	0,305	0,302	0,295	0,302	0,302	0,290	0,294
10	0,259	0,255	0,258	0,269	0,289	0,292	0,305	0,305	0,292	0,289	0,285	0,274	0,282
15	0,249	0,236	0,238	0,250	0,269	0,289	0,300	0,302	0,292	0,272	0,266	0,256	0,267
20	0,251	0,239	0,241	0,255	0,271	0,292	0,297	0,304	0,290	0,272	0,263	0,255	0,269
25	0,251	0,250	0,251	0,267	0,274	0,295	0,299	0,300	0,289	0,271	0,259	0,251	0,272
30	0,259	0,256	0,264	0,277	0,284	0,299	0,302	0,299	0,290	0,274	0,259	0,259	0,275
35	0,261	0,269	0,279	0,287	0,295	0,307	0,312	0,302	0,290	0,279	0,267	0,270	0,285
40	0,274	0,274	0,282	0,287	0,311	0,321	0,323	0,311	0,292	0,287	0,277	0,280	0,292
45	0,289	0,292	0,290	0,309	0,330	0,342	0,344	0,331	0,331	0,304	0,297	0,297	0,309
50	0,312	0,295	0,300	0,305	0,335	0,362	0,262	0,340	0,312	0,302	0,304	0,314	0,319
55	0,326	0,326	0,311	0,326	0,340	0,377	0,374	0,362	0,342	0,324	0,323	0,339	0,339
60	0,362	0,346	0,351	0,339	0,326	0,357	0,357	0,319	0,337	0,319	0,324	0,366	0,342
65	0,470	0,400	0,422	0,368	0,353	0,368	0,366	0,357	0,348	0,353	0,395	0,412	0,383
70	0,548	0,597	0,541	0,424	0,372	0,362	0,353	0,340	0,333	0,385	0,445	0,488	0,426
75	0,757	0,934	0,779	0,580	0,408	0,366	0,362	0,357	0,355	0,484	0,562	0,667	0,529

изменчивости в приводном слое над океаном, β меняется очень мало. Так, $\beta = 0,336$ при $T_z = 283$ К и $\beta = 0,335$ при $T_z = 293$ К. Поэтому без большой погрешности, например, можно принять

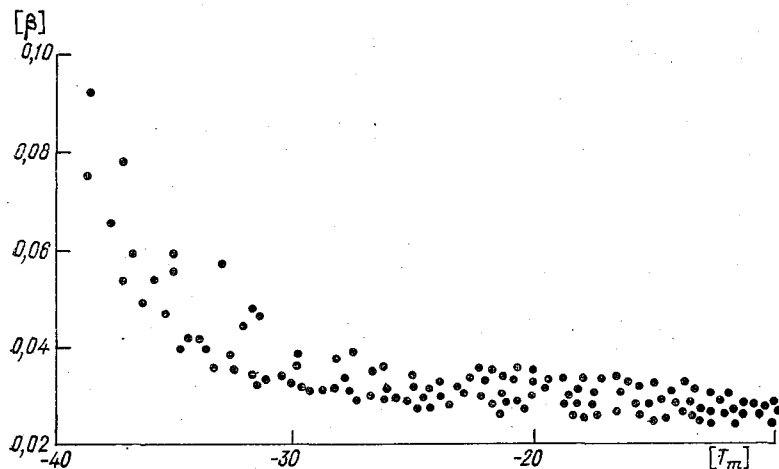


Рис. 2.4. Зависимость среднего месячного коэффициента $[\beta] \cdot 10$ от $[T_m]$ (°C) для северного полушария, исключая экваториальную зону.

$\beta \approx 0,336$ при $T_z > 273$ К. В результате имеем простую приближенную формулу

$$W \approx 1,59e_z, \quad (2.17)$$

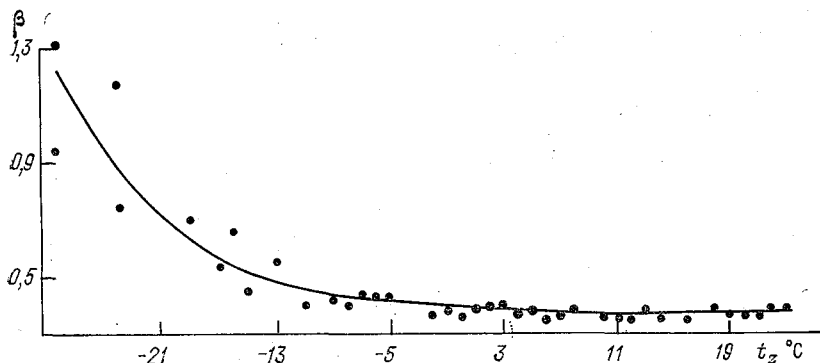


Рис. 2.5. Зависимость среднего месячного коэффициента β от температуры воздуха в приводном слое.

свидетельствующую о том, что основное влияние температуры на влагосодержание атмосферы проявляется лишь при ее отрицательных значениях.

Если сравнить формулу (2.17) с аналогичными эмпирическими формулами [134, 147, 154], то можно отметить их неплохое соответствие между собой. Расхождения в оценках влагосодержания, как правило, не превышают 10 %.

Поскольку зависимость (2.15) отражает суммарное воздействие океана и континентов на β , то из сравнения формул (2.15) и (2.17) становятся очевидными различия в формировании ВА над МО и ПС. Во-первых, над океаном коэффициент β всегда имеет большие значения, чем над сушей. Вследствие этого ВА над океаном всегда выше, причем с возрастанием температуры воздуха превышение ВА над океаном по сравнению с сушей увеличивается. Во-вторых, из-за различной степени континентальности климата, орографических неоднородностей и ряда других локальных факторов, относительная влажность над сушей изменяется в широких пределах. Поэтому распределение значений коэффициента β над ПС в значительной степени носит региональный характер. Однако при осреднении вдоль круга широты над ПС роль локальных факторов нивелируется и в распределении относительной влажности уже проявляются определенные закономерности. Но поскольку диапазон межширотной изменчивости относительной влажности над ПС по сравнению с МО значительно шире, то это сказывается на характере распределения β . Вследствие малой изменчивости относительной влажности над МО коэффициент β принимается в формуле (2.17) постоянным.

В рассмотренной выше параметризации интегрального влагосодержания атмосферы считалось, что коэффициент β определяется лишь приповерхностной температурой воздуха. Поскольку в действительности он зависит также и от параметра α , то рассмотрим более общий случай: $\beta = f(\alpha, T_m)$.

Как было установлено на основе анализа экспериментальных данных А. В. Безмельницыным, годовой ход α практически отсутствует, причем изменения от месяца к месяцу носят неупорядоченный характер. Исследование связи между средними годовыми значениями $\bar{\alpha}$ и $\bar{t}_z$ показало, что она носит нелинейный характер и может быть аппроксимирована полиномом второй степени

$$\bar{\alpha} = 0,37126 + 0,00647\bar{t}_z - 0,000286\bar{t}_z^2. \quad (2.18)$$

Данная зависимость обладает тем интересным свойством, что погрешность расчета ВА составляет $\sim 6\%$ и меньше погрешности, возникающей при замене средних месячных значений коэффициента α на $\bar{\alpha}$ и равной 10 %. Это также свидетельствует о случайном характере годовых колебаний коэффициента α .

Случайный характер внутригодового распределения коэффициента α над океаном должен соответствующим образом сказываться и на годовом ходе коэффициента β , который также изменяется случайным образом относительно его среднего годового значения $\bar{\beta}$ и невелик по абсолютному значению (5—7 % от $\bar{\beta}$). В ре-

зультате при расчете средних месячных значений ВА появляется возможность замены средних месячных значений β на $\bar{\beta}$, т. е.

$$\beta \approx \bar{\beta} \approx (g/R_c) (1/(\bar{\alpha}\bar{T}_m)).$$

Величину T_m нетрудно выразить через T_z . Примем $T_m = T_z/(1 + \lambda)$, где $\lambda = R_{cy}/g$, а γ — фактический вертикальный градиент температуры. Как было показано И. Н. Моховым [188], в пределах тропосферы средний широтный вертикальный градиент тем-

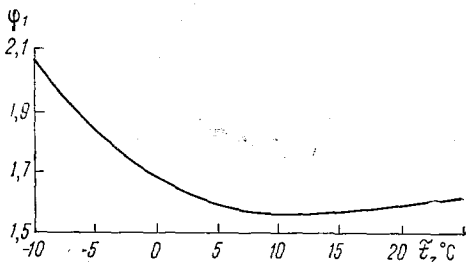


Рис. 2.6. Зависимость функции φ_1 от средней месячной температуры воздуха в приводном слое.

пературы практически линейно связан с приповерхностной температурой воздуха ($r_{T_z, \gamma} = 0,98$).

В результате обработки экспериментальных данных была получена следующая зависимость:

$$T_m = a_0 - a_1 T_z + a_2 T_z^2, \quad (2.19)$$

которая также может быть использована для расчета T_m в слое от поверхности океана до поверхности 300 гПа, т. е., по существу, в пределах тропосферы. В соответствии с этим окончательная формула для расчета средних месячных значений ВА над океаном приобретает вид

$$W = \varphi_1(\bar{\epsilon}_z) e_z. \quad (2.20)$$

Номограмма для определения функции $\varphi_1(\bar{\epsilon}_z)$, построенная А. В. Безмельницким, приведена на рис. 2.6. Нетрудно видеть, что в диапазоне положительных температур воздуха, функция $\varphi_1(\bar{\epsilon}_z)$ меняется слабо. При осреднении положительных температур можно получить $\varphi_1(\bar{\epsilon}_z) \approx 1,59$, что соответствует зависимости (2.17). Именно в учете формирования климатологического температурного режима атмосферы над поверхностью океана и заключается принципиальное отличие зависимости (2.20) от (2.17). Функция $\varphi_1(\bar{\epsilon}_z)$ с достаточной для практических целей точностью аппроксимируется полиномом второй степени

$$\varphi_1(t_z) = 1,713 - 0,0325\bar{\epsilon}_z + 0,0012\bar{\epsilon}_z^2.$$

Если сравнить оценки погрешностей расчета ВА по формулам (2.17) и (2.20), то для разных районов МО они составляют соответственно 7—10 и 5—7 %, т. е. уточнение значений ВА составляет лишь 2—3 %. Если учесть, что средняя случайная погреш-

ность вычисления интеграла (2.8) по данным о влажности на основных изобарических поверхностях 1000, 850, 700, 500, 400, 300 гПа составляла $\sim 6\%$, то дальнейшее уточнение зависимости (2.20) представляется уже нецелесообразным.

Что касается расчета средних годовых значений $\bar{W}$, то с учетом (2.2) и (2.20) имеем

$$\bar{W} = \varphi_2(\bar{t}_z).$$

Аппроксимация функции $\varphi_2(\bar{t}_z)$ позволила получить следующее аналитическое выражение:

$$\bar{W} = 7,8 \cdot 10^{3,83\bar{t}_z/(169-\bar{t}_z)} \quad (2.21)$$

Погрешность расчета $\bar{W}$ по формуле (2.21) для разных районов МО составляет 2—4 %.

2.4. Годовой ход влагосодержания атмосферы

Рассмотренная в предыдущем разделе методика расчета ВА была использована для оценки и анализа годового хода зонально осредненных значений влагосодержания атмосферы над океанами (рис. 2.7). При этом следует иметь в виду, что в соответствии с (2.20) внутригодовая изменчивость ВА полностью определяется внутригодовыми колебаниями влажности воздуха в приводном слое. Роль температурного фактора состоит в том, что он несколько усиливает амплитуду межширотных колебаний ВА по сравнению с e_z . Действительно, отношение меридионального градиента ВА к меридиональному градиенту давления пара в приводном слое в пределах северного ($0-70^\circ$ с. ш.) и южного ($0-70^\circ$ ю. ш.) полушарий составляет 1,75 и 1,70, в то время как в соответствии с (2.17) оно должно составлять лишь 1,59.

Сказанное выше относится и к распределению зонально осредненных значений ВА над МО (табл. 2.4). Заметим, что в северном полушарии максимум ВА наблюдается в августе, а минимум — в январе и феврале. В южном полушарии ВА заметно меньше, чем в северном, причем максимум его, отмечающийся в южном полушарии в феврале, практически не превосходит минимального значения ВА в северном полушарии. Как и следовало ожидать, амплитуда годовых колебаний ВА в северном полушарии выше, чем в южном. Однако вследствие значительного превышения площади океанов в южном полушарии годовой ход ВА при осреднении его по акватории МО в целом уже отсутствует, причем случайные отклонения от среднего значения не превышают 1 мм.

Наибольшие различия в оценках ВА между отдельными океанами (табл. 2.5) наблюдаются в зоне $30-20^\circ$ с. ш. Это связано прежде всего с очень высоким ВА в Индийском океане, которое обусловлено действием азиатского муссона. Практически отсутствуют различия в значениях ВА в зоне $40-30^\circ$ ю. ш.

Межширотный ход ВА над отдельными океанами, по существу, повторяет межширотный ход давления пара в приводном слое. Однако меридиональный профиль градиента влагосодержания имеет более высокие значения по сравнению с соответствующим меридиональным профилем градиента e_z .

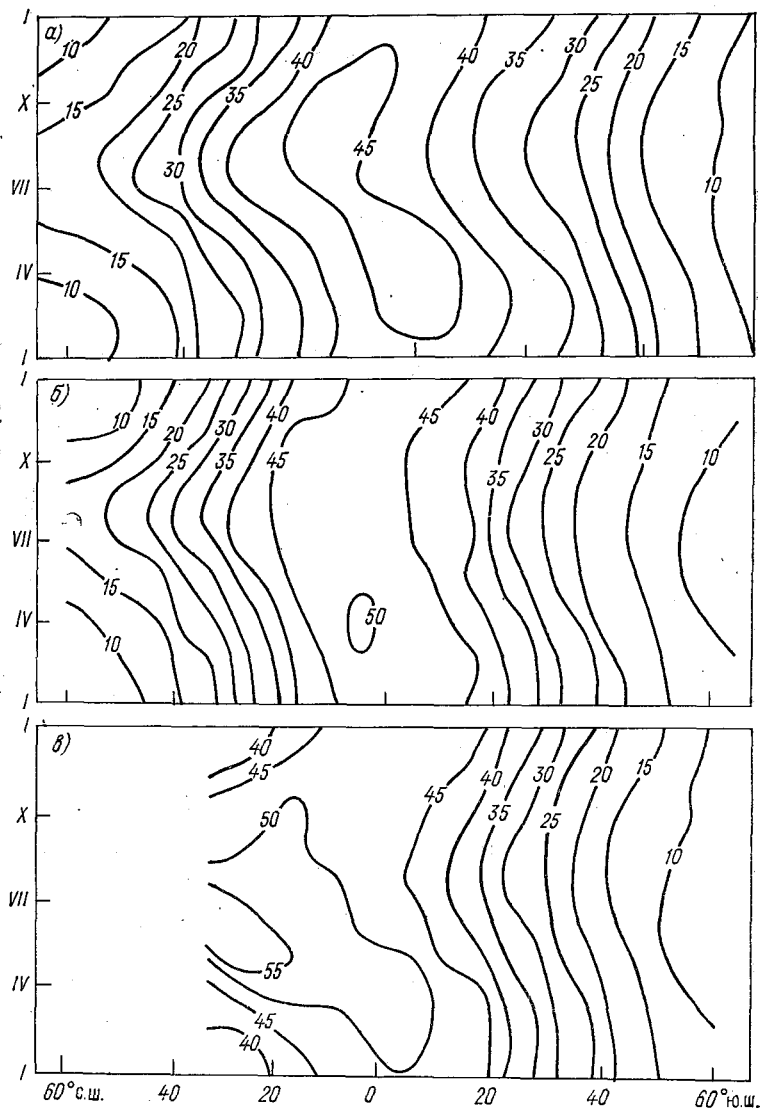


Рис. 2.7. Внутригодовое распределение влагосодержания атмосферы (мм) над Атлантическим (а), Тихим (б) и Индийским (в) океанами.

Таблица 2.4

**Распределение зонально осредненных месячных значений
влагододержания атмосферы (мм) над Мировым океаном**

Зона	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
70—60° с. ш.	6,8	5,6	7,6	10,8	13,5	15,9	17,9	18,0	15,1	11,0	9,6	7,9
60—50	8,4	8,0	9,4	11,3	13,2	15,5	18,3	19,5	17,5	13,9	10,7	9,4
50—40	12,0	12,0	13,0	14,5	16,5	19,3	23,4	25,6	23,5	19,8	15,7	13,6
40—30	19,6	19,3	20,7	22,7	25,9	30,0	34,5	36,7	34,2	30,3	25,6	21,9
30—20	30,9	30,9	32,2	34,7	37,9	41,2	43,7	44,4	43,8	40,8	37,2	33,2
20—10	41,9	42,0	43,1	44,6	46,4	47,7	48,5	48,3	48,5	47,7	46,2	43,8
10—0	47,4	48,1	48,9	49,7	49,7	48,7	47,9	47,1	47,6	47,6	47,1	46,6
0—10° ю. ш.	47,3	48,8	49,1	49,1	48,1	46,1	44,3	43,7	43,9	44,7	45,7	46,5
10—20	44,5	45,6	45,3	44,2	42,4	39,5	37,6	37,4	38,1	39,2	41,0	42,4
20—30	37,4	38,5	37,7	35,7	32,8	30,3	28,9	28,4	29,2	30,5	32,3	34,8
30—40	27,4	28,5	27,6	25,6	23,5	21,7	20,5	19,9	20,4	21,6	23,4	25,5
40—50	18,4	18,8	17,8	16,6	15,4	14,2	13,6	13,4	13,9	14,7	15,7	17,1
50—60	13,1	13,0	12,3	10,7	9,4	8,6	8,5	8,8	9,6	10,2	11,2	12,6
60—70	11,2	10,2	8,7	7,0	6,4	6,8	7,0	8,2	—	—	10,5	11,2
0—70° с. ш.	31,1	31,1	32,3	34,0	35,8	37,6	39,4	39,9	39,1	37,1	34,6	32,3
0—70° ю. ш.	30,6	31,3	30,7	29,4	27,8	26,1	25,0	24,8	26,8	27,8	27,7	29,2
70° с.—70° ю. ш.	30,8	31,2	31,4	31,3	31,1	30,8	30,9	31,0	32,2	31,8	30,5	30,5

Таблица 2.5

**Распределение зонально осредненных годовых значений влагододержания
атмосферы W (кг/м²) и его меридионального градиента Γ_W [кг/(м²·(...°))]
над отдельными океанами и Мировым океаном в целом**

Зона	Атлантический океан		Тихий океан		Индийский океан		Мировой океан	
	W	Γ_W	W	Γ_W	W	Γ_W	W	Γ_W
70—60° с. ш.	11,8	0,21	—	—	—	—	11,7	0,12
60—50	13,9	0,49	12,2	—	—	—	12,9	0,45
50—40	18,8	1,03	16,6	0,44	—	—	17,4	0,94
40—30	29,1	0,80	25,6	0,90	—	—	26,8	1,08
30—20	37,1	0,62	37,0	1,14	47,3	—	37,6	0,81
20—10	43,3	0,22	46,0	0,90	49,6	0,23	45,7	0,23
10—0	45,5	0,29	48,1	0,21	49,0	0,06	48,0	0,16
0—10° ю. ш.	42,6	0,61	46,6	0,15	48,8	0,02	46,4	0,50
10—20	36,5	0,47	42,0	0,46	43,6	0,52	41,4	0,83
20—30	31,8	0,82	33,1	0,89	33,8	0,98	33,1	0,93
30—40	23,6	0,87	24,0	0,91	23,7	1,01	23,8	0,80
40—50	14,9	0,48	17,3	0,67	15,2	0,85	15,8	0,51
50—60	10,1	—	12,0	0,53	9,8	0,54	10,7	0,20
60—70	—	—	9,0	0,30	—	—	8,7	—
0—70° с. ш.	30,7	—	36,4	—	—	—	35,3	—
0—70° ю. ш.	26,9	—	30,2	—	28,6	—	27,8	—
70° с.—70° ю. ш.	28,1	—	33,0	—	32,4	—	30,9	—

Естественно, что очень важным представляется вопрос об оценке точности зонально осредненных значений ВА. Поскольку климатологические данные о ВА с ИСЗ пока еще отсутствуют, то, очевидно, наиболее реальным способом такой оценки является сравнение значений ВА, вычисленных разными способами. С этой целью обратимся к результатам работы В. Г. Снопкова [136], в которой для оценки ВА использовалась формула $W = 1,55 e_z$, а значения e_z определялись по данным Атласа океанов [11].

Таблица 2.6

Сравнение средних годовых значений влагосодержания атмосферы (кг/м²) над океанами по данным разных авторов

Автор	Атлантический океан	Тихий океан	Индийский океан	Мировой океан
Снопков [136]	26,5	32,7	30,3	29,3
Малинин	26,8	32,9	30,7	29,6

Результаты сравнения (табл. 2.6) показывают, что значения ВА, вычисленные В. Г. Снопковым и автором, близки между собой для всех океанов. Хотя оценки автора во всех случаях несколько больше, но это превышение составляет лишь 1 %.

Если сопоставить теперь средние глобальные значения ВА над МО и земным шаром (см. табл. 1.8), то видно, что ВА над МО примерно на 11 % выше. Это обусловлено прежде всего значительным превышением ($\sim$ на 15—18 %) в течение круглого года ВА над океаном в северном полушарии по отношению к среднему по полушарию значению. В южном полушарии, где площадь материков незначительна, значения ВА над океаном и над полушарием в целом оказываются близкими. Таким образом, можно полагать, что регулирующая роль в формировании глобального ВА принадлежит испарению с поверхности океана в северном полушарии, а не испарению с поверхности континентов, как это утверждается в работе [189].

ГЛАВА 3

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ВЛАГООБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНОВ

3.1. Некоторые методические аспекты расчета испарения

Испарение с поверхности океана относится к числу важнейших параметров глобальных водного и теплового балансов. Его можно считать началом круговорота влаги в природе, главным источником образования пресной воды. Испарение является основным поставщиком энергии (в скрытой форме) для атмосферы, реализация которой осуществляется при конденсации водяного пара обычно за многие сотни и даже тысячи километров от места испарения молекул воды и идет на поддержание процессов атмосферной циркуляции.

Хотя физические механизмы вертикального переноса влаги с поверхности океана в основном хорошо известны [24, 25, 61, 63, 71, 122 и др.], тем не менее проблема надежного определения испарения, а тем более изучения его пространственно-временной структуры, остается открытой. Это связано как с недостаточно высокой точностью методов расчета испарения, так и (в большей степени) с отсутствием необходимой для его вычисления информации.

В настоящее время существует значительное число методов оценки испарения с поверхности океана. Сравнительный анализ, достоинства и недостатки различных методов определения испарения даются в многочисленных публикациях [40, 74, 110, 114, 119 и др.], поэтому, очевидно, нет необходимости их обсуждать.

В климатологических расчетах наиболее широкое распространение получил так называемый аэродинамический метод (балк-метод, разностный метод), несомненным достоинством которого является то, что он требует минимум исходной информации для оценки испарения. Основой данного метода служит следующая зависимость:

$$E_0 = \rho C_E (q_0 - q_z) U_z, \quad (3.1)$$

где ρ — плотность воздуха; C_E — коэффициент влагообмена (число Дальтона); q_0 — доля влаги у поверхности воды, определяемая, как правило, по температуре поверхности океана с учетом солености; q_z — доля влаги на высоте z ; U_z — скорость ветра на высоте z (обычно $z = 10$ м).

Заметим, что в формуле (3.1) предполагается постоянство потока влаги по высоте. Кроме того, из (3.1) следует, что при $U_z = 0$ испарение обращается в нуль, что не соответствует действительности, поскольку при штиле в случае неустойчивой стратификации перенос водяного пара вверх осуществляется посредством механизма свободной конвекции. Поэтому при малых скоростях ветра ($U_z < 3$ м/с) вместо (3.1) можно воспользоваться следующим выражением:

$$E_0 = \varphi(q_0 - q_z),$$

где φ — некоторая функция, конкретный вид которой обсуждается, например, в работах [23, 48].

Произведем осреднение формулы (3.1) по времени (например, $\tau = 1$ мес). С использованием постулатов Рейнольдса нетрудно получить

$$\begin{aligned} \bar{E}_0 / \bar{\rho} = \overline{C_E U_z \Delta q} = \overline{C_E \bar{U}_z \Delta q} + \overline{C_E \bar{U}'_z \Delta q'} + \\ + \overline{\bar{U}_z C'_E \Delta q'} + \overline{\Delta q C'_E \bar{U}_z} + \overline{C'_E \bar{U}'_z \Delta q'}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где Δq — перепад доли влаги ($\Delta q = q_0 - q_z$). В выражении (3.2) первое слагаемое справа описывает поток влаги, рассчитанный по средним месячным параметрам; остальные слагаемые показывают вклад различных пульсационных членов, обусловленных корреляцией срочных значений числа Дальтона, скорости ветра и перепада доли влаги. Следовательно, расчет испарения по средним месячным характеристикам является возможным лишь в том случае, если сумма пульсационных членов окажется пренебрежимо малой по сравнению с $\bar{C}_E \bar{U}_z \bar{\Delta q}$.

Расчеты разных авторов, выполненные в последние годы [64, 75, 129, 168], свидетельствуют о том, что оценки испарения по срочным и средним месячным данным различаются, как правило, менее чем на 10 %, причем эти расхождения носят в основном случайный характер. Данный вывод справедлив прежде всего для районов, где повторяемость штормов невелика. В районах с интенсивной штормовой деятельностью, характеризующейся скоростью ветра $U_z > 14$ м/с, вклад пульсационных добавок в испарение становится существенным и может достигать 40 % [24]. Поэтому во многих случаях пульсационными членами в (3.2) можно пренебречь:

$$\bar{E}_0 = \bar{\rho} \bar{C}_E \bar{U}_z (\bar{q}_0 - \bar{q}_z). \quad (3.3)$$

Произведем теперь осреднение формулы (3.3) по пространству. По аналогии с (3.2) получим

$$\begin{aligned} [\bar{E}_0 / \bar{\rho}] = [\bar{C}_E \bar{U}_z \bar{\Delta q}] = [\bar{C}_E] [\bar{U}_z] [\bar{\Delta q}] + [\bar{C}_E] [\bar{U}_z^* \bar{\Delta q}^*] + \\ + [\bar{U}_z] [\bar{C}_E^* \bar{\Delta q}^*] + [\bar{\Delta q}] [\bar{C}_E^* \bar{U}_z^*] + [\bar{C}_E^* \bar{U}_z^* \bar{\Delta q}^*]. \end{aligned}$$

В этом выражении первое слагаемое справа дает поток влаги, определяемый по зонально осредненным параметрам. В резуль-

тате расчетов испарения с учетом всех слагаемых для различных широтных зон Северной Атлантики было установлено, что определяющий вклад в оценку $[\bar{E}_0/\bar{\rho}]$ дает первое слагаемое. Все остальные пульсационные члены малы, а распределение их носит преимущественно случайный характер. Поэтому сумма пульсационных членов оказывается, как правило, пренебрежимо малой по сравнению с $[\bar{C}_E] [\bar{U}_z] [\bar{\Delta q}]$, т. е.

$$[\bar{E}_0] = \bar{\rho} [\bar{C}_E] [\bar{U}_z] [\bar{\Delta q}]. \quad (3.4)$$

Это означает, что зонально осредненные оценки испарения с высокой степенью точности могут быть получены по зонально осредненным значениям числа Дальтона, скорости ветра и перепада доли влаги.

В практических расчетах вместо (3.3) обычно используется выражение *

$$E_0 = \rho C_E U_z (e_0 - e_z) (0,622/p_z), \quad (3.5)$$

причем давление p_z и плотность воздуха ρ часто принимаются постоянными. Например, в работе [150] считается, что $p_z = 1010$ гПа, а $\rho = 1,25$ кг/м³. Естественно, в этом случае при расчете испарения возникают дополнительные погрешности, обусловленные непостоянством p_z и ρ . Эти погрешности нетрудно оценить и исключить, если воспользоваться уравнением состояния сухого воздуха (поправка на влажность воздуха, как известно, составляет менее 1 %): $p_z = R_{ср} T_z$. В результате нетрудно получить

$$E_0 = M C_E U_z \Delta e T_z^{-1}, \quad (3.6)$$

где M — размерный коэффициент. Если, например, E_0 выразить в кг/(м²·сут), то $M = 18,72 \cdot 10^3$ (кг·К)/(м³·гПа).

Формула (3.6) позволяет учесть суммарное влияние ρ и p_z на оценку испарения через температуру воздуха. Из (3.6) видно, что с увеличением T_z происходит некоторое уменьшение испарения. Это уменьшение наиболее заметно в низких широтах, где оно составляет 5—7 % по сравнению с испарением при $t_z = 8,2^\circ\text{C}$, что соответствует $p_z = 1010$ гПа и $\rho = 1,25$ кг/м³. Очевидно поэтому нецелесообразно принимать в расчетах ρ и p_z константами, тем более, что значение T_z обычно известно. В связи с этим формула (3.6), содержащая меньшее число исходных параметров, заслуживает предпочтения.

Наибольшие трудности при оценке испарения по формуле (3.6) связаны с тем, что до сих пор не найдена универсальная зависимость числа Дальтона от внешних факторов. Поэтому в расчетах используются самые различные варианты, начиная от принятия C_E постоянным до сложных многопараметрических зависимостей C_E от характеристик приводного слоя. Например, в полуэмпирической модели, разработанной в ГГО [122], для скоро-

* В дальнейшем для удобства опустим черту сверху.

стей ветра $U_z < 14$ м/с, соответствующих чисто турбулентному механизму формирования испарения, принимается

$$C_E = \varphi(U_{10}, \Delta T_{10}^{\text{эф}}),$$

где $\Delta T_{10}^{\text{эф}}$ — эффективный перепад температуры, определяемый по следующей формуле:

$$\Delta T_{10}^{\text{эф}} = (T_0 - T_{10}) + 0,108(e_0 - e_{10}).$$

Значения C_E задаются в табличном виде или в виде номограммы [107], что, вообще говоря, не очень удобно при выполнении расчетов.

При больших скоростях ветра ($U_z > 14$ м/с) дополнительно к турбулентному механизму формирования испарения добавляется испарение непосредственно с поверхности брызгового облака, образующегося над гребнями ветровых волн. Вследствие этого суммарное испарение резко возрастает. Поэтому в общем случае в формулу (3.3) необходимо вводить поправку на штормовые условия, которая основана на учете повторяемости скоростей ветра $U_{10} > 14$ м/с и определяется обычно по распределению Максвелла. В результате формула (3.3) приобретает достаточно сложный вид.

Заметим, что существуют и другие варианты оценки испарения с поверхности брызгового облака. Так, Г. И. Воронов и А. С. Гаврилов [41] предложили следующую формулу:

$$E_0 = L^{-1} (1,1 + 0,1 \Delta T) [1 - 4,1(f - 0,8)/(1 - f)^{0,16}] \times \\ \times \exp [8,92 - 11,47 U_z^{-1,21} (39 - U_z)],$$

где f — относительная влажность; L — удельная теплота испарения. Оценки испарения, рассчитанные по данной формуле, заметно меньше аналогичных значений испарения, определяемых по методике ГГО. [24].

Есть основания полагать, что для всех механизмов формирования испарения (конвективного, турбулентного и брызгового) число Дальтона зависит лишь от параметра стратификации и скорости ветра, т. е.

$$C_E = \varphi(U_{10}, \Delta T).$$

Вид функции φ может быть найден, например, с помощью двухмерного тренд-анализа [51]. Его сущность заключается в нахождении коэффициентов двухмерного полинома методом наименьших квадратов. При этом точность аппроксимации заданного поля (в данном случае коэффициентов C_E) оценивается по корреляционному отношению. В качестве исходных данных использовались значения C_E , найденные по методике ГГО для заданных в виде сеточной области ΔT и U_{10} . В результате расчетов оказалось, что

с достаточной для практических целей точностью можно ограничиться поверхностью тренда второй степени, т. е.

$$C_E = 0,85 \cdot 10^{-3} + 0,762 \cdot 10^{-4} U_{10} + 0,882 \cdot 10^{-4} \Delta T_{10} - \\ - 0,591 \cdot 10^{-6} U_{10}^2 - 0,11 \cdot 10^{-5} \Delta T_{10}^2 - 0,191 \cdot 10^{-5} U_{10} \Delta T_{10}. \quad (3.7)$$

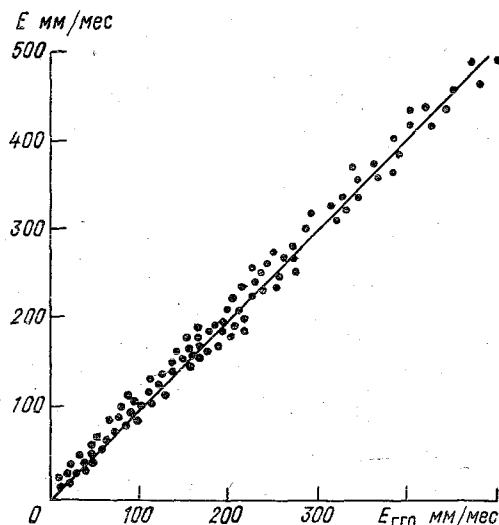


Рис. 3.1. Сравнение средних месячных значений испарения $E_{ГГО}$ и E , вычисленных соответственно по методике ГГО и с использованием зависимости (3.7) по данным пяти океанских станций.

Заметим, что данная зависимость оказалась очень близкой к экспериментальной формуле, полученной в работе [174] для коэффициента сопротивления C_d и имеющей следующий вид:

$$C_d = 0,934 \cdot 10^{-3} + 0,788 \cdot 10^{-4} U_{10} + 0,868 \cdot 10^{-4} \Delta T_{10} - \\ - 0,616 \cdot 10^{-6} U_{10}^2 - 0,12 \cdot 10^{-5} \Delta T_{10}^2 - 0,214 \cdot 10^{-5} U_{10} \Delta T_{10}. \quad (3.8)$$

Значения C_E меньше значений C_d на 5—6 %.

Сравнение средних месячных значений испарения для пяти океанских станций, вычисленных с использованием выражения (3.7), с аналогичными значениями испарения, рассчитанными по методике ГГО [150], показало (рис. 3.1), что во всем диапазоне изменчивости скорости ветра (включая $U_{10} > 14$ м/с) систематической погрешностью между ними практически можно пренебречь. Случайная погрешность при этом составляет около 5 %, что значительно ниже погрешностей определения среднего месячного тур-

булентного потока влаги. Таким образом, зависимость (3.7) может быть использована при расчете испарения за месячные интервалы времени аэродинамическим методом.

3.2. Годовой ход испарения

К настоящему времени уже накоплен определенный опыт построения климатологических карт испарения как в глобальном, так и в региональном масштабе. По существу, все оценки испарения основаны на аэродинамическом методе, различия касаются лишь параметризации коэффициента влагообмена. И хотя различия в методике определения C_E оказывают заметное влияние на точность оценок испарения, в еще большей степени погрешности оценок испарения зависят от слабой освещенности акватории океана гидрометеорологическими данными и их разрозненности. Поэтому оценить точность климатологических значений испарения чрезвычайно сложно.

На наш взгляд, глобальная карта годовых затрат тепла на испарение [141], в составлении которой использована методика ГГО и преимущественно данные Атласа океанов [11], достаточно хорошо отражает основные физико-географические закономерности формирования испарения и, очевидно, вряд ли может быть существенно уточнена в ближайшие годы. В связи с этим ограничимся обсуждением вопросов, связанных с предвычислением и анализом годового хода зонально осредненных значений испарения и оценкой их точности.

На основе данных о парциальном давлении водяного пара (см. п. 2.1), а также о температуре воды, воздуха [140] и скорости ветра [7] автором и А. В. Безмельничным был произведен расчет зонально осредненных месячных значений испарения с поверхности отдельных океанов и МО в целом.

Как видно из рис. 3.2 а, в Атлантическом океане в высоких широтах отмечается хорошо выраженный годовой ход испарения с максимумом в феврале ($E_0 > 220$ мм/мес) и минимумом в июне ($E_0 < 20$ мм/мес). Поэтому в зоне $70-60^\circ$ с. ш. внутригодовая изменчивость испарения оказывается максимальной ($\sigma_E = 79$ мм). По направлению к экватору годовой ход сглаживается прежде всего за счет увеличения испарения в летний период. В широтном поясе 20° с. — 20° ю. внутригодовая изменчивость испарения минимальна ($\sigma_E = 6-10$ мм).

В Тихом океане (рис. 3.2 б) максимальная оценка испарения, в отличие от Атлантического океана, несколько меньше ($E_0 < 200$ мм/мес) и отмечается осенью в тропической зоне. Минимальное испарение наблюдается в июле в зоне $60-50^\circ$ с. ш. ($E_0 \cong \cong 10$ мм). В умеренных и высоких широтах Тихого океана в северном полушарии годовой ход испарения выражен несколько слабее, но зато в южном полушарии — более отчетливо по сравнению с Атлантическим океаном. Внутригодовая изменчивость до-

стигает максимума в зоне $50-40^\circ$ с. ш. ($\sigma_E = 55$ мм), а минимума в зоне $0-30^\circ$ ю. ш. ($\sigma_E = 11$ мм).

В Индийском океане (рис. 3.2 в) севернее экватора годовой ход испарения имеет более выраженный характер по сравнению с другими океанами, что обусловлено действием азиатского муссона.

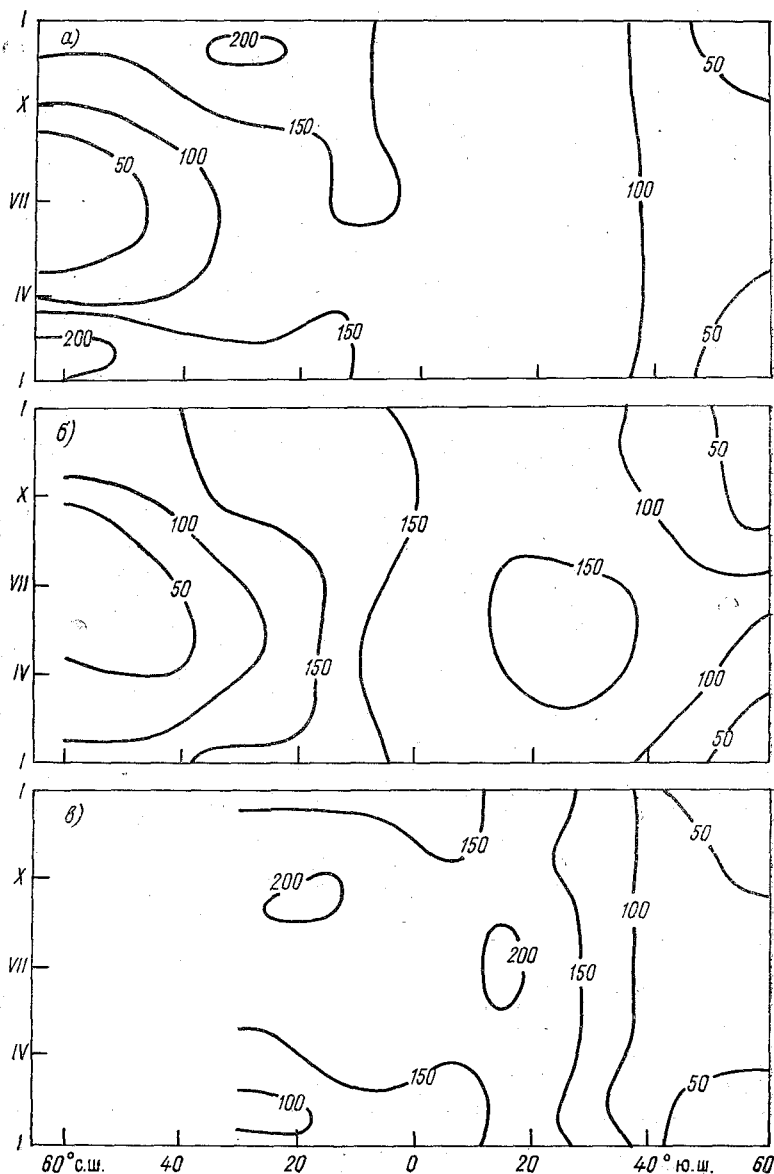


Рис. 3.2. Внутригодовое распределение испарения (мм/мес) с акватории Атлантического (а), Тихого (б) и Индийского (в) океанов.

Внутригодовая изменчивость испарения здесь (30—20° с. ш.) даже выше ($\sigma_E = 39$ мм), чем в умеренных и высоких широтах южного полушария. Наименьшая внутригодовая изменчивость испарения наблюдается в зоне 10—20° ю. ш. ($\sigma_E = 11$ мм).

Обратимся теперь к табл. 3.1, в которой представлено распределение зонально осредненных месячных значений испарения над МО. Нетрудно видеть, что в высоких и умеренных широтах наблю-

Таблица 3.1

Распределение зонально осредненных месячных значений испарения (мм)
над Мировым океаном

Зона	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
70—60° с. ш.	140	151	113	52	22	9	12	12	29	64	83	114
60—50	161	163	120	71	37	19	20	29	52	93	123	141
50—40	156	128	98	64	52	39	48	59	83	116	137	147
40—30	183	156	121	91	81	80	87	106	128	153	173	193
30—20	174	142	133	120	114	114	124	140	146	175	175	184
20—10	173	149	155	157	164	162	163	171	168	174	181	178
10—0	144	122	132	146	153	156	162	165	160	176	166	159
0—10° ю. ш.	125	115	134	139	144	147	154	153	139	139	127	124
10—20	140	140	151	157	166	172	174	163	153	151	145	146
20—30	131	132	155	148	162	170	164	149	136	143	132	134
30—40	109	106	126	132	140	141	145	138	116	119	109	103
40—50	61	67	93	97	105	90	105	92	71	72	63	61
50—60	26	32	48	68	83	93	102	79	63	49	44	27
0—70° с. ш.	164	141	130	118	114	111	116	126	133	155	163	168
0—60° ю. ш.	102	102	121	126	136	138	142	132	116	114	106	103
70° с.—60 ю. ш.	129	119	125	123	126	126	131	129	123	133	131	131

дается хорошо выраженный сезонный ход, обусловленный в значительной степени годовым циклом формирования термического контраста между поверхностью океана и приводным слоем атмосферы. При этом из-за разного соотношения площадей суши и океана в северном полушарии отмечаются более высокие амплитуды годовых колебаний испарения по сравнению с южным полушарием. Кроме того, в северном полушарии значительно выше интенсивность испарения.

Меридиональное распределение средних годовых значений испарения над отдельными океанами представлено в табл. 3.2. Как и следовало ожидать, меридиональный ход испарения в общем идентичен: максимальные значения наблюдаются в тропических районах, а по направлению к полюсам происходит довольно резкое их уменьшение.

Наибольшие различия в оценках испарения между отдельными океанами наблюдаются в зоне 20—10° ю. ш. Это связано прежде всего с тем, что именно здесь с акватории Индийского океана испаряется максимальный слой воды (220 см/год). Наиболее однород-

ной является зона 60—50° ю. ш., где расхождения в оценках испарения между отдельными океанами минимальны.

В северном полушарии (0—70° с. ш.) слой испаряющейся воды с акватории Атлантического и Тихого океанов почти одинаков, в то время как в южном полушарии (0—60° ю. ш.) он существенно различается: максимум отмечается в Тихом океане, а минимум — в Атлантическом. Если рассматривать акватории океанов в целом,

Таблица 3.2

Распределение зонально осредненных годовых значений испарения E (см) и его меридионального градиента Γ_E (см/(...°)) над отдельными океанами и Мировым океаном в целом

Зона	Атлантический океан		Тихий океан		Индийский океан		Мировой океан	
	E	Γ_E	E	Γ_E	E	Γ_E	E	Γ_E
70—60° с. ш.	120	0,6	—	—	—	—	80	2,3
60—50	126	1,0	80	1,4	—	—	103	1,0
50—40	136	3,4	94	3,9	—	—	113	4,2
40—30	170	1,0	143	2,7	—	—	155	1,9
30—20	180	1,0	170	3,0	184	2,8	174	2,6
20—10	190	2,1	200	2,0	212	0,3	200	1,7
10—0	169	1,3	180	2,3	209	2,2	183	1,9
0—10° ю. ш.	156	0,3	157	1,8	187	3,3	164	2,2
10—20	159	0,1	175	0,0	220	3,1	186	1,1
20—30	158	1,3	175	1,6	189	5,1	175	2,7
30—40	145	5,8	159	3,8	138	6,1	148	5,0
40—50	87	2,6	121	4,1	77	0,9	98	2,6
50—60	61	—	80	—	68	—	72	—
0—70° с. ш.	161	1,5	163	2,7	208	—	164	—
0—60° ю. ш.	128	1,9	150	2,3	146	3,5	144	—
70° с.—60° ю. ш.	146	1,7	156	2,5	157	3,0	153	—

то максимальный слой воды испаряется в Индийском океане, а минимальный слой — в Атлантическом.

Максимальный меридиональный градиент испарения над МО (см. табл. 3.2) наблюдается около 40° ю. ш. ($\Gamma_E = 4,8$ см/(...°)) и обусловлен максимальными градиентами испарения над Индийским ($\Gamma_E = 6,1$ см/(...°)) и Атлантическим ($\Gamma_E = 5,8$ см/(...°)) океанами. В Тихом океане абсолютный максимум Γ_E несколько меньше и отмечается вблизи 50° ю. ш. Межширотная изменчивость испарения практически не выражена вблизи 10° ю. ш. над Атлантическим и Тихим океанами и около 10° с. ш. над Индийским океаном.

Если осреднить Γ_E по акватории отдельных океанов, то самым контрастным по испарению в меридиональном направлении оказы-

вается Индийский океан ($\Gamma_E = 3,0 \text{ см}/(\dots^\circ)$), а наименее контрастным — Атлантический ($\Gamma_E = 1,7 \text{ см}/(\dots^\circ)$).

Определенный интерес представляет вопрос об оценке связи меридиональных профилей Γ_E над отдельными океанами между собой. С этой целью были рассчитаны коэффициенты корреляции, которые оказались незначимыми. Это свидетельствует о том, что взаимосвязь значений Γ_E практически отсутствует.

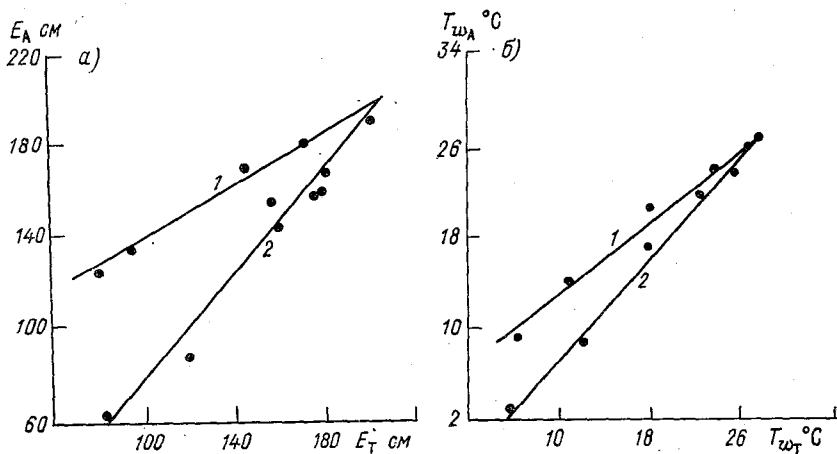


Рис. 3.3. Графики испарения (а) и температуры поверхности воды (б) для Тихого и Атлантического океанов в зонах 60—20° с. ш. (1) и 60° ю.—10° с. ш. (2).

E_A и E_T — испарение с акватории соответственно Атлантического и Тихого океанов;
 $T_{шА}$ и $T_{шт}$ — температура поверхности воды соответственно в Атлантическом и Тихом океанах.

По-иному обстоит дело, если рассматривать связь непосредственно значений испарения. Так, из анализа значений испарения над Атлантическим и Тихим океанами (рис. 3.3а) следует, что взаимосвязь между ними проявляется в виде двух различных практически линейных зависимостей. Одна из них характерна для взаимосвязи испарения над указанными океанами в пределах 60—20° с. ш., а другая — в пределах 60° ю.—10° с. ш. Точка пересечения этих зависимостей приходится на зону 10—20° с. ш., где наблюдаются максимальные значения испарения.

Учитывая неслучайный характер зависимости, можно предположить, что взаимосвязь оценок испарения над Атлантическим и Тихим океанами обусловлена аналогично действующим планетарным климатообразующим фактором. Очевидно, им является тепло-содержание деятельного слоя океана. Если проанализировать значения температуры поверхности океана [140], имеющие высокую корреляционную связь с теплосодержанием его деятельного слоя [10, 139, 170], то можно видеть (рис. 3.3б) совершенно аналогичную картину. Две практически линейные зависимости, характери-

лантическом океане только в приполярных районах наблюдаются определенные расхождения, причем их максимум относится к зоне 70—60° с. ш., где различие в оценках испарения достигает 32 %. В других океанах максимальные расхождения еще меньше (в Тихом океане 13 %, в Индийском — 14 %). Средняя относительная погрешность для всех океанов составляет менее 5 %.

Таким образом, из сопоставления значений испарения (см. рис. 3.4 и 3.5) нетрудно сделать вывод, что обе методики дают очень близкие результаты. Однако несомненным достоинством использованной в данной работе методики вычисления испарения является то, что она значительно проще и требует меньшего объема исходных данных.

Заметим, что климатическая оценка испарения возможна также на основе принципиально иных соображений. В частности, в работе [149] указывается на существование тесной связи между солесностью поверхностного слоя океана S_0 и испарением. Как было установлено автором, для оценки зонально осредненных значений испарения с поверхности МО можно воспользоваться следующим простым соотношением [90, 92]:

$$[\tilde{E}_0] = D_0 + D_1 [\tilde{S}_0] \cos^4 (\varphi_i - \varphi_0), \quad (3.9)$$

где φ_0 — начальная фаза (при 10-градусном осреднении $\varphi_0 = 15^\circ$, при 5-градусном осреднении $\varphi_0 = 17,5^\circ$); D_0 и D_1 — численные параметры.

В первом приближении указанные параметры были приняты следующими: для северного полушария $D_0 = 215$ мм/год, $D_1 = 50,2$ мм/(год·‰), а для южного полушария $D_0 = 10$ мм/год, $D_1 = 51,3$ мм/(год·‰).

Следовательно, используя лишь данные о S_0 , нетрудно оценить меридиональное распределение испарения с поверхности МО. Однако при переходе к отдельным океанам формула (3.9) дает уже существенные погрешности. Поэтому примем, что внутри каждой широтной зоны МО пространственная изменчивость годовых значений скорости ветра значительно меньше аналогичной изменчивости годовых значений перепада давления пара. В этом случае можно записать

$$[\tilde{E}_0]_M / [\tilde{\Delta e}]_M = [\tilde{E}_0]_p / [\tilde{\Delta e}]_p,$$

где индекс «М» относится к МО, а индекс «р» ($p = 1, 2, 3$) соответствует Атлантическому, Тихому и Индийскому океанам. Поскольку перепад давления пара однозначно определяется через перепад температуры приводного слоя (см. п. 2.1), то

$$[\tilde{E}_0]_M / [\tilde{\Delta T}]_M = [E_0]_p / [\Delta T]_p. \quad (3.10)$$

Таким образом, формулы (3.9) и (3.10) позволяют очень просто оценить зонально осредненные значения испарения над МО и отдельными океанами (табл. 3.3). Нетрудно видеть, что меридиональный ход испарения практически идентичен аналогичным оцен-

кам Л. А. Строкиной и табл. 3.2. При этом опять-таки максимальное расхождение наблюдается в зоне 70—60° с. ш. Атлантического океана. Очевидно, прежде чем производить дальнейшее сравнение результатов, необходимо остановиться на причинах значительных расхождений в оценках испарения в указанной зоне.

Таблица 3.3

Меридиональное распределение годовых значений испарения (мм/год)
над отдельными океанами и Мировым океаном в целом
на основе формул (3.9) и (3.10)

Зона	Атлантический океан	Тихий океан	Индийский океан	Мировой океан
70—60° с. ш.	602	350	—	500
60—50	916	663	—	785
50—40	1419	977	—	1172
40—30	1804	1430	—	1598
30—20	2017	1807	2216	1901
20—10	1842	1984	2108	1969
10—0	1737	1859	1940	1848
0—10° ю. ш.	1607	1685	1838	1706
10—20	1631	1858	1916	1832
20—30	1574	1768	1792	1733
30—40	1361	1617	1330	1461
40—50	834	1273	799	1001
50—60	551	620	634	609
60—70	278	314	321	308
0—70° с. ш.	1589	1618	—	1646
0—70° ю. ш.	1161	1440	1295	1335
70° с.—70° ю. ш.	1382	1522	1422	1463

На наш взгляд, одной из основных причин этого является очень сложный и весьма изменчивый гидрометеорологический режим данной зоны, характеризующийся наличием больших градиентов как в пространстве, так и во времени. Например, годовые значения испарения меняются от менее чем 30 см (около Гренландии) до более 110 см (вблизи Норвегии). Если учесть также малые размеры зоны, то можно полагать, что именно вследствие низкой точности пространственного осреднения гидрометеорологических данных возникает неопределенность в оценках испарения.

Косвенное подтверждение сказанному следует из рис. 3.6, на котором приводится годовой ход испарения в районе океанской станции «М», рассчитанный по одинаковым исходным данным двумя различными способами. Один из них представляет методику ГГО [150], а другой основан на формулах, приведенных в пп. 2.1 и 3.1.

Как видно из рис. 3.6, годовой ход испарения, определенный каждым из указанных методов, очень близок друг к другу. Годовое испарение по данным автора составляет 116 см, а по данным методики ГГО — 111 см, т. е. расхождение равно $\sim 4\%$. Отметим

также очень близкие оценки годового хода испарения с акватории Норвежского моря, полученные в работе [20]. Совершенно очевидно, что деление данной широтной зоны на 10-градусные или даже 5-градусные квадраты (сетку) вносит серьезные искажения в пространственную структуру гидрометеорологических полей.

Что касается расхождений в значениях испарения для других широтных зон, то они намного меньше. Сравнение данных табл. 3.2 и 3.3 показывает, что в Тихом океане максимальное раз-

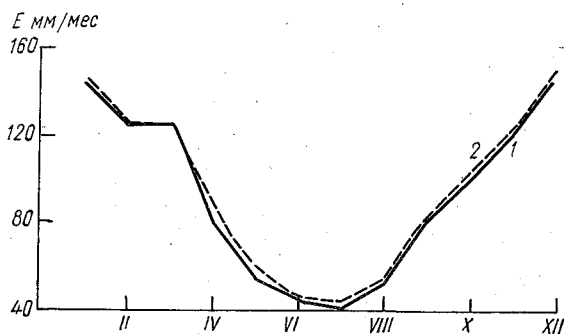


Рис. 3.6. Сопоставление годового хода испарения в районе океанской станции «М», вычисленного методом ГГО (1) и по формулам пп. 2.1 и 3.1 (2).

личие наблюдается в зоне 60° — 50° ю. ш. и равно 22 %, а в Индийском океане в зоне 30° — 20° с. ш. оно составляет 20 %. Если исключить из рассмотрения зону 70° — 60° с. ш. Атлантического океана, то средняя относительная погрешность во всех океанах почти одинакова и близка к 7 %. Примерно такие же погрешности имеют место при сравнении данных табл. 3.3 и Л. А. Строкиной [141].

Рассмотрим теперь оценку точности зонально осредненных значений испарения с поверхности МО. С этой целью обратимся к табл. 3.4, в которой приводятся данные разных авторов. Заметим, что E_1 — значения испарения, полученные с помощью аэродинамического метода (см. табл. 3.2), а E_2 — значения испарения, рассчитанные параметрическим способом (см. табл. 3.3).

Как видно из табл. 3.4, во многих широтных зонах отмечаются большие расхождения в значениях испарения, причем эти расхождения в значительной степени носят систематический характер. Действительно, глобальные оценки испарения, полученные по данным иностранных авторов, а также В. Н. Степановым [137], существенно ниже аналогичных оценок других авторов. Поэтому в последней графе наряду с осредненными значениями испарения по данным всех авторов в скобках приводятся осредненные значения испарения по данным [56, 108, 141] и автора. Расхождения в указанных оценках дают некоторое представление о систематической погрешности в отдельных широтных зонах.

Распределение зонально осредненных годовых значений испарения (мм) над Мировым океаном по данным разных авторов

Зона	Степанов [137]	МВБ и ВРЗ [108]	Строкина [141]	Ефимов [56]	Лаппо [74]	Баумгарт- нер, Рейнел [161]	Эбсенсен, Кушнар [167]	Малинин		Среднее
								E_1	E_2	
90—80° с. ш.	—	75	88	—	—	34	—	—	—	66
80—70	—	205	266	—	—	151	—	—	—	207
70—60	400	520	559	—	976	454	—	800	500	601 (595)
60—50	495	795	901	850	763	624	609	1028	785	761 (872)
50—40	825	1150	1135	909	917	932	778	1205	1172	1003 (1114)
40—30	1465	1630	1707	1605	1723	1401	1451	1551	1598	1570 (1678)
30—20	1546	1830	1793	1922	2180	1566	1690	1741	1901	1797 (1837)
20—10	1719	2000	1992	1992	1921	1529	1695	1995	1969	1868 (1990)
10—0	1392	1820	1748	1709	1726	1308	1411	1833	1848	1644 (1792)
0—10° ю. ш.	1400	1680	1804	1656	1716	1426	1371	1638	1706	1577 (1657)
10—20	1844	1910	1912	1912	2010	1681	1615	1856	1832	1841 (1884)
20—30	1822	1830	1842	1919	1957	1558	1455	1750	1744	1744 (1815)
30—40	1451	1440	1448	1538	1626	1278	1230	1484	1451	1440 (1474)
40—50	1154	876	841	981	1187	881	790	977	1001	965 (935)
50—60	735	598	646	671	841	556	544	715	609	657 (648)
60—70	239	355	290	—	—	252	—	—	308	300 (318)
0—90° с. ш.	1243	1518	1518	1495	1542	1198	1273	1527	1528	1427 (1517)
0—80° ю. ш.	1304	1262	1300	1371	1466	1162	1038	1329	1318	1283 (1316)
90° с.—80° ю. ш.	1277	1400	1389	1413	1498	1178	1177	1415	1408	1351 (1405)

Приближенная оценка случайных погрешностей может быть произведена по данным [56, 108, 141] и автора, так как их глобальные значения испарения очень незначительно отличаются друг от друга. Если определить возможную относительную погрешность как $\eta = (X_{\max} - X_{\min})/\bar{X}$, то из табл. 3.4 следует, что на большей части акватории МО (40° с. — 40° ю. ш.) случайная погрешность мала (менее 10 %) и лишь в высоких широтах она возрастает (17—28 %), что отчасти связано с уменьшением средних значений испарения. Максимальная погрешность, как и следовало ожидать, отмечается в зоне 70—60° с. ш. и составляет 50 %.

Рассмотрим теперь вопрос об оценке точности глобальных значений испарения. Интегрируя уравнение теплового баланса поверхности для МО в целом, нетрудно получить в стационарном приближении следующее уравнение:

$$R_0^M - H_0^M = LE_0^M,$$

где R_0 — радиационный баланс поверхности океана; H_0 — турбулентный теплообмен с атмосферой, оператор «М» означает осреднение по площади МО. С учетом отношения Боуэна ($Bo = H_0/LE_0$) данное уравнение перепишем как

$$R_0^M = LE_0^M (1 + Bo^M). \quad (3.11)$$

Наиболее точно здесь определяется радиационный баланс, плавно изменяющийся с широтой. Поскольку H_0^M на порядок меньше R_0^M , то даже заметные ошибки в отношении Боуэна не могут существенно сказаться на точности оценок затрат тепла на испарение. Поэтому уравнение (3.11) может служить критерием для оценки суммарной погрешности расчета испарения.

За среднее по всей акватории МО отношение Боуэна можно принять $Bo^M = 0,11$ [141, 144], а радиационный баланс, по данным независимых расчетов, составляет 119—126 Вт/м² [141, 144, 146]. Тогда из уравнения (3.11) следует, что среднее глобальное испарение должно составлять 1390—1460 мм/год. Как видно из табл. 3.4, глобальные значения испарения изменяются от 1178 до 1498 мм/год. Глобальные оценки испарения, полученные Баумгартнером, Рейчелом, Эсбенсенем, Кушником и В. Н. Степановым оказываются значительно заниженными. Заметим, однако, что в последующих работах В. Н. Степанова [49, 138] указывается уже более точное значение глобального испарения (137 см/год), хотя при этом, к сожалению, не приводится межширотный ход испарения. С другой стороны, явно завышенными представляются оценки испарения, полученные С. С. Лаппо и др. [74].

Существенно сложнее проконтролировать точность значений испарения для масштабов меньше глобального. Например, уравнение (3.11) приближенно выполняется и в масштабах полушария, так как результирующий перенос тепла течениями через экватор является пренебрежимо малым по сравнению с другими членами уравнения теплового баланса. Об этом убедительно

свидетельствуют оценки меридионального переноса тепла в океане, полученные разными исследователями и приведенные в работе [50].

Поскольку отношение Боуэна для обоих полушарий можно считать практически одинаковым [141], то, учитывая роль материков в интенсификации процессов тепло- и влагообмена в северном полушарии, испарение и результирующий радиационный приток тепла здесь должны быть, очевидно, в среднем выше, чем в южном полушарии. Действительно, как видно из табл. 3.4, все значения испарения, исключая данные [137], в северном полушарии по сравнению с южным заметно выше.

Примем отношение радиационного баланса северного полушария к радиационному балансу южного полушария равным $R_N^h/R_S^h = 1,04$ [141], где оператор « h » означает осреднение по экватории полушария. Как следует из табл. 3.4, аналогичное отношение значений испарения E_N^h/E_S^h по данным разных авторов изменяется в достаточно широких пределах: от 0,95 [137] до 1,20 [108]. Очевидно, зонально осредненные значения испарения, по данным [108], в северном полушарии являются завышенными, а в южном полушарии — заниженными. Сказанное относится, хотя и в несколько меньшей степени, к оценкам испарения, полученным автором.

Однако этот недостаток нетрудно исправить. Действительно, задавая в качестве дополнительного условия значения суммарного испарения с океанов в пределах полушарий, нетрудно получить набор коэффициентов D_0 и D_1 . Очевидно, наилучшими можно считать те из них, которые будут соответствовать какому-либо оптимизированному критерию. В данном случае оказалось целесообразным задание условия максимизации коэффициента корреляции между «новыми» и «старыми» оценками испарения, причем в качестве «старых» использовались значения, рассчитанные по первоначальному варианту формулы (3.9). В результате было найдено, что оптимальными оценками указанных коэффициентов являются: $D_0 = 215$ мм/год, $D_1 = 47$ мм/(год·‰) (северное полушарие); $D_0 = 10$ мм/год, $D_1 = 54,2$ мм/(год·‰) (южное полушарие).

Сопоставление «старых» и «новых» оценок испарения свидетельствует, что в северном полушарии последние на 5—6 % ниже, а в южном полушарии, наоборот, на 5—6 % выше во всех широтных зонах. Вследствие этого испарение в северном полушарии составляет $223,8 \cdot 10^3$ км³, или 1442 мм, а в южном $284,9 \cdot 10^3$ км³, или 1386 мм. Отсюда $E_N^h/E_S^h = 1,04$. Таким образом, достоинством способа оценки климатологических значений испарения по солёности является его простота, гибкость и высокая точность. Очевидно, данный подход может быть использован и при параметризации испарения с поверхности океанов в простых моделях климата.

3.3. Методы расчета осадков

Без преувеличения, самым большим препятствием при расчетах ГГЦ является оценка количества выпавших осадков над МО. Свя-

зано это прежде всего с тем, что до настоящего времени мы не умеем измерять выпавшие осадки. Действительно, точность судовых измерений количества осадков [5, 106, 160] невысока в силу целого ряда различных причин. К ним, в частности, относятся:

а) инструментальные погрешности, обусловленные конструкцией прибора;

б) искажения ветрового потока, возникающие вследствие ветрового сопротивления надводного борта и надстроек судна;

Таблица 3.5

Годовое количество осадков на плавающих P_m
и береговых станциях P_c по данным [214]

Период наблюдений, годы	Береговая станция	P_c мм	Плавающий	P_m мм	P_m/P_c %
1954—1956	Юрика	963	Блантс-Риф	381	40
1953—1966	Астория	1829	Коламбия-Ривер	636	35
1955—1961	Ниа-Бей	2465	Суифтшур-Бенк	1247	50
1955—1961	Тейтуш-Айленд	2002	—,—	1247	62
1961—1965	Ниа-Бей	2490	Юматилла-Риф	938	38
1961—1965	Тейтуш-Айленд	1902	—,—	938	50

в) попадание в приемное отверстие прибора брызг морской воды, а также капель и брызг с судовых надстроек и мачт;

г) отклонение плоскости приемного отверстия от горизонтали из-за качки.

Возможное сочетание погрешностей, обусловленных указанными факторами, в реальных условиях весьма разнообразно и практически не поддается строгому количественному учету. Поэтому суммарная погрешность оценки количества выпавших осадков может меняться в широких пределах, а идентификация ее чрезвычайно затруднена.

Следует также иметь в виду, что информация об осадках поступает лишь со специализированных океанских станций, которых к тому же слишком мало, чтобы дать хоть какое-то представление об особенностях пространственно-временного распределения осадков по акватории МО. Информацией об осадках береговых и островных станций фактически нельзя пользоваться, поскольку в этом случае количество выпавших осадков весьма сильно искажается (табл. 3.5).

Наиболее перспективный путь повышения точности и надежности количественных оценок осадков над океаном по всей видимости зависит от успехов в области дистанционного зондирования атмосферы с ИСЗ. Во всяком случае построенные на основе спутниковых данных карты интенсивности осадков над МО за 1973—1974 гг. [199] и карты жидких осадков над МО за 1979—1981 гг. [197] удовлетворительно согласуются с климатологическими данными о распределении осадков и убедительно свидетель-

ствуют о больших возможностях спутниковых измерительных систем.

Оценка количества выпавших осадков над океаном может быть осуществлена по замыканию уравнения ВБА при наличии аэрологической информации и судовых наблюдений в приводном слое атмосферы, необходимых для определения испарения. Данный подход возможен в основном для ограниченных акваторий, окруженных со всех сторон континентом и островами (например, Японское, Карибское, Средиземное и другие моря), а также за периоды проведения долговременных натурных экспериментов (AMTEX, BOMEX, POLEX, TROPEX и др.).

Рассчитанное по уравнению ВБА количество осадков для некоторых морей (Норвежского [89], Средиземного [194]), по мнению самих авторов, вполне достоверно и надежно, хотя возможные погрешности оценивались лишь различными косвенными способами. В связи с этим интерес представляет работа [177], в которой для третьего этапа эксперимента GATE (1974 г.) для тропической зоны Восточной Атлантики определено количество выпавших осадков несколькими независимыми методами. Количество осадков, рассчитанное по уравнению ВБА (10,8 мм/сут), хорошо согласуется с данными радиолокатора (12,7 мм/сут) и ИСЗ (14 мм/сут). Интересные результаты оценки осадков по данным различных натурных экспериментов приводятся также в работах [36, 55].

Резуеется, нельзя сбрасывать со счета результаты предвычисления осадков с помощью численных моделей взаимодействия океана и атмосферы, а также косвенные методы, основанные на сравнительно простых параметризациях количества осадков с различными атмосферными характеристиками. Именно последний способ чаще всего использовался при построении климатологических карт осадков. При этом основой большинства косвенных методов определения количества выпавших осадков над океаном является следующее соотношение:

$$P_0 = I\tau, \quad (3.12)$$

где I — средняя месячная интенсивность выпадения осадков; τ — продолжительность осадков, рассчитываемая обычно по их повторяемости.

Интенсивность осадков определяется обратным методом по известным P_0 и τ на малых островах, океанских станциях, побережьях континентов и затем экстраполируется по акватории океана, либо рассчитывается из эмпирических формул, связывающих интенсивность с метеорологическими характеристиками (температура и влажность воздуха, дивергенция скорости ветра). Значения τ также экстраполируются с островов и побережий на прилегающую акваторию океана.

Вследствие разрозненности, неодинаковой надежности и даже полного отсутствия гидрометеорологических данных в некоторых районах океана, а также стимулирующего воздействия суши на

продолжительность осадков и их количество, зависящих от многих факторов (высоты над уровнем моря, рельефа местности, локальных особенностей циркуляции атмосферы и др.), точность экстраполяции, вообще говоря, не поддается количественной оценке и фактически зависит от интуиции самого исследователя.

Поэтому не вызывает удивления тот факт, что результаты оценок осадков над МО, полученные разными исследователями по одной и той же формуле (3.12), значительно отличаются друг от друга [153, 161, 165, 166]. При этом практически невозможно контролировать их точность. Можно лишь достаточно уверенно говорить о том, что в большей степени эти расхождения связаны с неопределенностью в оценках интенсивности и в меньшей степени — с распределением продолжительности осадков.

Очевидно, более предпочтительно использование расчетных зависимостей, позволяющих избежать субъективности при интерполяции данных с суши на океан. В частности, Э. Г. Богданова [21] предложила методику оценки интенсивности осадков в открытом океане, основанную на связи ее с характеристиками атмосферы в приводном слое. Средняя многолетняя месячная интенсивность осадков в умеренных и высоких широтах определяется по формуле

$$I = 0,44 + 0,0038e_z t_z,$$

а в тропических и экваториальных широтах —

$$I = 0,44 + \kappa e_z t_z,$$

где I в мм/ч, t_z в °С, e_z в гектопаскалях; κ — переменный коэффициент, зависящий от дивергенции результирующего ветра. По данным Э. Г. Богдановой, погрешность оценок I составляет для месячных и годовых значений соответственно ± 30 и ± 15 %.

Возможен принципиально иной подход к косвенной оценке количества выпавших осадков, основанный на представлении о взаимосвязи полей испарения, осадков и солёности поверхностного слоя воды. Впервые на это обстоятельство, очевидно, было обращено внимание еще в 1936 г. Вюстом. Предполагая, что вертикальный градиент солёности определяется лишь процессами влагообмена на поверхности океана, Вюст предложил следующую формулу:

$$S_0 - S = k(E_0 - P_0), \quad (3.13)$$

где S — постоянная солёность, соответствующая среднему значению ее промежуточного минимума на горизонтах 400—600 м; k — коэффициент пропорциональности. Их характерные значения были приняты следующими: $S = 34,7$ ‰, $k = 0,0137$ ‰/см, причем эти значения не являются постоянными и должны определяться экспериментально для каждого района.

Наиболее важное следствие, вытекающее из формулы (3.13), состоит в том, что изменения солёности за счет поверхностных течений считаются пренебрежимо малыми по сравнению с процессами влагообмена через поверхность океана. Возможно, именно

поэтому в течение многих лет идеи Бюста не получали должного развития. И только результаты работ по численному моделированию океана, выполненных в 60-70-е годы, начиная с уже ставшей классической работы Манабе [98], дали основание считать, что предположение Бюста является достаточно обоснованным. В то же время накопление и климатологическое обобщение данных о солёности создают благоприятную возможность использования формулы (3.13) для оценки эффективного испарения и осадков.

Так, в частности, автором [88] для описания взаимосвязи зонально осредненных значений испарения, осадков и солёности предложены следующие зависимости:

$$[S_0 - S^M] = \beta [E_0 - P_0];$$

$$[E_0 - P_0] = [S_0/S^M]^{\kappa},$$

где S^M — средняя глобальная оценка солёности; β и κ — коэффициенты пропорциональности, зависящие соответственно от балла океанов и широты. Более подробно указанные зависимости будут обсуждаться в следующем разделе. Здесь отметим только, что, привлекая соотношение (3.9), нетрудно получить расчетные формулы для оценки количества осадков, выпадающих над МО, т. е.

$$\beta [P_0] = S^M + \beta D_0 + [S_0] \{ \beta D_1 \cos^4 (\varphi_i - \varphi_0) - 1 \}; \quad (3.14)$$

$$[P_0] = \{ D_0 + D_1 [S_0] \cos^4 (\varphi_i - \varphi_0) \} / [S_0/S^M]^{\kappa}. \quad (3.15)$$

Отсюда видно, что для определения количества осадков достаточно иметь лишь зонально осредненные значения солёности.

3.4. Годовой ход осадков

В начале рассмотрим распределение зонально осредненных по акватории МО годовых сумм осадков, полученных разными исследователями (табл. 3.6), причем почти все оценки, исключая данные автора, основаны на использовании формулы (3.12). Прежде всего обращая на себя внимание заниженные практически во всех широтных зонах значения осадков, полученные Эллиотом и Ридом [166].

Причины этого, очевидно, обусловлены явно неудачной интерпретацией экспериментальных данных об интенсивности осадков и их повторяемости. В частности, для большинства районов МО значения интенсивности являются явно заниженными по сравнению с аналогичными оценками других авторов.

Исходя из данных табл. 3.6 (если не учитывать результаты Эллиота и Рида [166]), можно отметить следующее. Во многих широтных зонах наблюдаются весьма значительные расхождения в оценках осадков, полученных разными авторами. В частности, данные Баумгартнера и Рейчела [161] оказываются минимальными по отношению к другим значениям осадков в пяти широтных

зонах, а данные Ягера [178] — в четырех. Максимальными по отношению к другим оценкам осадков наиболее часто оказываются данные Богдановой [21] и автора, полученные по β -схеме (четыре широтных зоны).

Сравнение осредненного меридионального профиля осадков (70° с.— 60° ю. ш.) с данными разных авторов показало, что он имеет наиболее тесную статистическую связь с данными Ягера

Таблица 3.6

Распределение зонально осредненного количества осадков (см/год)
над Мировым океаном по данным различных источников

Зона	Сте- панов [137]	МВБ и ВРЗ [108]	Богда- нова [21]	Маллини		Ягер [178]	Баум- гартнер, Рейчел [161]	Эллиот, Рид [166]	Сред- нее
				β -схема	κ -схема				
90— 80° с. ш.	—	19	—	—	—	25	5	—	13
80—70	—	35	—	—	—	24	20	—	26
70—60	—	86	101	79	—	64	69	71	80
60—50	119	111	107	124	112	103	121	78	114
50—40	141	102	109	144	159	114	127	82	128
40—30	107	92	102	125	112	92	94	64	104
30—20	79	71	79	101	82	76	73	66	80
20—10	114	137	130	152	154	123	120	112	133
10—0	219	217	255	220	222	207	195	174	220
0— 10° ю. ш.	140	166	160	139	148	137	127	98	145
10—20	112	129	115	134	137	102	108	90	120
20—30	87	116	126	112	112	78	84	64	102
30—40	106	123	132	113	104	97	90	71	108
40—50	150	131	142	125	119	127	114	96	129
50—60	127	135	133	112	105	121	101	77	117
60—70	55	95	89	81	—	58	57	—	72
70—80	—	82	—	—	—	35	39	—	52

[178] ($r = 0,979$), а наименьшую — с данными Богдановой [21] ($r = 0,938$). Впрочем, эти различия незначительны.

Наибольший разброс в количестве осадков наблюдается в приполярных широтах. Так, в зоне $60—70^\circ$ ю. ш. относительная погрешность составляет 56 %. Менее всего различаются оценки осадков в зонах $50—60$ и $20—30^\circ$ с. ш., где относительная погрешность равна примерно 20 %.

Одним из наиболее трудных вопросов является оценка точности определения осадков. Очевидно, до создания надежных методов измерения осадков на основе спутниковых систем оценка точности осадков может осуществляться лишь с помощью каких-либо косвенных критериев. В частности, обращаясь к уравнениям теплового и водного балансов МО (3.11) и (4.12), нетрудно получить следующее соотношение:

$$R^M/L - (1 + \text{Bo}^M)Q^M = (1 + \text{Bo}^M)P_o^M, \quad (3.16)$$

Совершенно очевидно, что все параметры в (3.16) определяются

со значительно более высокой точностью, чем осадки. Поэтому выражение (3.16) может быть использовано для контроля годового количества осадков.

Так, принимая значения R_0^M и Bo^M из п. 3.2, а материковый сток в океан $Q^M = 130$ мм/год [108], получим, что годовая сумма выпавших на МО осадков должна составлять 1270—1315 мм. Из табл. 3.7 видно, что в этих пределах находятся значения, полученные в работах [21, 108] и автором. Данные об осадках других авторов заметно занижены.

Таблица 3.7

Сопоставление количества осадков (см/год) над Мировым океаном и акваториями северного и южного полушарий по данным различных источников

	Степанов [137]	МВБ и ВРЗ [108]	Ягер [178]	Баум- гартнер, Рейчел [161]	Богданова [21]	Малинин	
						β-схема	η-схема
Северное полушарие	126	122	117	116	133	137	137
Южное полушарие	114	130	105	100	130	121	119
Мировой океан	119	127	110	107	131	128	127

Значительно сложнее проконтролировать количество осадков для масштабов, меньших МО. Если рассматривать каждое полушарие в отдельности, то в этом случае целесообразно использовать уравнение ВБА в виде (4.13).

Примем, например, что отношение испарения с акватории северного полушария к испарению с акватории южного полушария составляет $E_N^h/E_S^h = 1,04$ при среднем глобальном значении $E_o^M = 1400$ мм/год. Значения переноса влаги через экватор и материкового стока в пределах каждого из полушарий примем в соответствии с п. 4.1. В результате получим, что количество выпавших осадков на акваторию северного полушария должно составлять 130 см/год, а на акваторию южного полушария — 125 см/год при среднем глобальном значении $P^M = 127$ см/год.

Следовательно, отношение $P_N^h/P_S^h = 1,05$, т. е. лишь на 0,01 превышает отношение R_N^h/R_S^h . Поэтому, зная радиационный баланс поверхности океана в северном и южном полушариях, можно контролировать не только испарение, но и осадки.

Обращаясь вновь к табл. 3.7, отметим, что, по данным большинства авторов, осадки над северным полушарием заметно превышают осадки над южным полушарием (в среднем $P_N^h/P_S^h = 1,12$). Вызывает сомнение распределение осадков, полученное в работе [108], хотя глобальное количество осадков соответствует действи-

тельности. Наиболее точно обоим рассмотренным выше критериям соответствуют данные об осадках, полученные Э. Г. Богдановой.

Поскольку из представленных в табл. 3.6 значений осадков наибольшего доверия, по-видимому, заслуживают данные Э. Г. Богдановой, то, основываясь на них, рассмотрим особенности формирования годового хода осадков.

В распределении осадков над Атлантическим океаном (рис. 3.7а), как и следовало ожидать, первостепенное значение принадлежит ВЗК, в пределах которой выпадает наибольшее количество осадков. Так, отношение суммы осадков внутри ВЗК к общей сумме осадков на всей акватории Атлантического океана составляет $\sim 24\%$. Абсолютный максимум количества выпавших осадков наблюдается в августе на 10° с. ш. (370 мм) и в мае вблизи экватора (380 мм).

Впрочем, минимальное количество осадков также связано с действием ВЗК. В частности, в феврале—апреле, когда ВЗК получает максимальное развитие в южном полушарии, вблизи 15° с. ш. осадков выпадает менее 10 мм. В связи с этим внутригодовая изменчивость осадков также оказывается максимальной в пределах действия ВЗК. Так, в зоне $10\text{--}20^\circ$ с. ш. она равна $\sigma_p = 53$ мм, что составляет $\sim 25\%$ среднего годового количества осадков.

По обе стороны ВЗК распределение осадков становится сравнительно однородным как во времени, так и в пространстве. Особенно это касается южного полушария, где в пределах $20\text{--}60^\circ$ ю. ш. годовые суммы осадков отличаются друг от друга менее чем на 5% , а внутригодовая изменчивость практически не выражена. В умеренных и высоких широтах северного полушария проявляется некоторый годовой ход с максимумом осадков осенью и минимумом весной.

Хотя распределение осадков над Тихим океаном (рис. 3.7б) во многом аналогично распределению осадков над Атлантическим океаном, однако, в отличие от последнего, влияние ВЗК на формирование поля осадков прослеживается значительно дальше от экватора.

Максимум количества выпавших осадков в Тихом океане простирается в виде пояса между экватором и 10° с. ш. и наблюдается с марта по октябрь. Минимальное количество осадков (менее 50 мм) выпадает на 20° с. ш. зимой и севернее 60° с. ш. с февраля по июнь.

Внутригодовая изменчивость осадков наиболее велика в зоне $10\text{--}20^\circ$ с. ш., где она достигает $\sigma_p = 58$ мм; при этом коэффициент вариации составляет $C = 0,53$. В обе стороны от этой зоны внутригодовая изменчивость осадков быстро уменьшается. Ее минимальные значения отмечаются в южном полушарии ($30\text{--}60^\circ$ ю. ш.), где $C < 0,1$.

В распределении осадков над Индийским океаном (рис. 3.7в) отчетливо проявляются черты муссонного характера циркуляции атмосферы. В летний период, когда происходит интенсивное раз-

витие азиатского муссона, над северной частью океана, около 20° с. ш., выпадает максимальное количество осадков (в июле более 200 мм). В другие сезоны года на этой же широте осадков выпадает чрезвычайно мало (менее 10 мм).

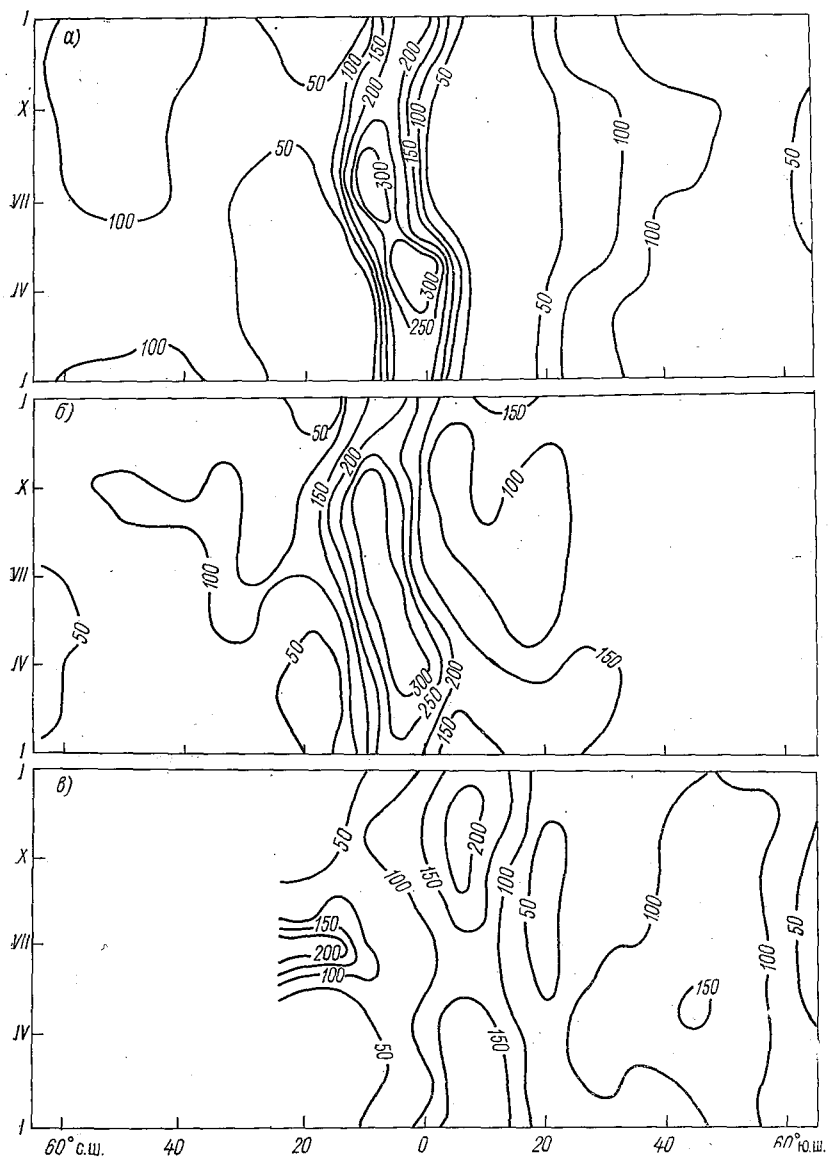


Рис. 3.7. Внутригодовое распределение осадков (мм) над Атлантическим (а), Тихим (б) и Индийским (в) океанами.

Другой очаг большого количества осадков, наиболее ярко выраженный осенью, наблюдается в экваториальной зоне (0—10° ю. ш.) и обусловлен уже деятельностью ВЗК. Заметим, что осадков выпадает здесь больше, чем в аналогичных зонах Атлантического и Тихого океанов.

Как и следовало ожидать, наибольшая внутригодовая изменчивость осадков отмечается в зонах 10—20 и 20—30° с. ш. и составляет соответственно 52 и 41 мм. Вследствие того что в зоне 20—

Таблица 3.8

Распределение зонально осредненного месячного количества осадков (мм) над Мировым океаном по данным Э. Г. Богдановой [21]

Зона	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
70—60° с. ш.	90	86	80	70	69	70	82	88	94	95	93	93
60—50	95	83	77	71	75	75	89	101	105	108	101	97
50—40	97	85	76	72	73	81	93	102	106	105	99	99
40—30	89	79	71	70	80	88	84	87	94	96	92	93
30—20	60	49	44	50	60	70	77	80	82	81	72	66
20—10	56	47	45	53	75	120	174	191	188	165	115	73
10—0	180	186	211	239	260	242	235	220	214	208	181	172
0—10° ю. ш.	134	150	183	188	166	123	102	98	104	106	113	127
10—20	125	140	140	110	85	72	67	66	71	78	93	107
20—30	125	135	141	126	109	93	89	86	84	84	90	102
30—40	97	109	119	125	125	118	115	113	109	104	97	94
40—50	103	106	116	126	131	123	122	122	124	121	117	111
50—60	110	107	113	114	112	109	112	111	110	109	113	117
60—70	86	85	82	78	69	67	66	65	65	68	77	85
0—70° с. ш.	99	92	95	103	116	126	140	143	147	137	116	103
0—70° ю. ш.	114	122	132	128	117	103	97	95	96	97	101	107
70° с.—70° ю. ш.	108	110	119	117	117	112	115	115	114	113	107	106

30° с. ш. среднее годовое количество осадков очень мало, коэффициент вариации оказывается здесь даже больше единицы. Поэтому указанные широтные зоны по характеру внутригодовой изменчивости осадков превосходят остальные зоны МО.

Рассмотрим теперь особенности распределения зонально осредненного количества осадков над МО (табл. 3.8). Максимальное количество осадков выпадает в зоне 0—10° с. ш. в мае (260 мм), а минимальное — в зоне 20—30° с. ш. в марте (44 мм). Наибольшая внутригодовая изменчивость осадков отмечается в зоне 10—20° с. ш., где $\sigma_p = 58$ мм. В умеренных и высоких широтах внутригодовая изменчивость невелика, в результате чего годовой ход осадков выражен слабо. Однако, несмотря на это, осредненные по всему северному полушарию осадки имеют отчетливый годовой ход с максимумом в сентябре и минимумом в феврале. Аналогичным образом обстоит дело и в южном полушарии, где наблюдается про-

тивоположный годовой ход осредненных осадков с максимумом в марте и минимумом в августе.

Хотя, как уже отмечалось выше, распределение осадков над Атлантическим и Тихим океанами имеет много общих черт, количественные различия оказываются значительными. Это наглядно видно из табл. 3.9, в которой приводятся годовые суммы осадков над различными океанами. Расхождение в оценках осадков, приходящихся на единицу площади каждого океана, превышает 42 %.

Таблица 3.9

Распределение зонально осредненного годового количества осадков P_o (см) и его меридионального градиента Γ_P (см/(...°)) над отдельными океанами и Мировым океаном в целом по данным Э. Г. Богдановой [21]

Зона	Атлантический океан		Тихий океан		Индийский океан		Мировой океан	
	P_o	Γ_P	P_o	Γ_P	P_o	Γ_P	P_o	Γ_P
70—60° с. ш.	110	1,3	66	2,6	—	—	101	0,7
60—50	123	0,3	92	0,8	—	—	108	0,1
50—40	120	3,1	100	1,3	—	—	109	0,7
40—30	89	4,5	113	1,5	—	—	102	2,3
30—20	54	2,7	98	7,1	30	4,0	79	5,1
20—10	81	17,1	169	12,8	70	4,3	130	12,5
10—0	252	15,9	297	12,9	113	8,0	255	9,6
0—10° ю. ш.	93	6,4	168	2,7	193	6,8	159	4,4
10—20	29	7,5	141	1,1	125	2,6	115	1,1
20—30	104	1,5	152	0,0	99	1,8	126	0,6
30—40	119	0,9	152	0,6	117	2,8	132	1,0
40—50	110	0,4	158	0,4	145	1,6	142	0,8
50—60	106	3,2	154	4,8	129	5,6	134	4,5
60—70	74		106		73		89	
0—70° с. ш.	114	6,4	167	5,6	—	—	142	4,7
0—70° ю. ш.	93	5,1	150	3,2	129	4,2	131	3,1
70° с.—70° ю. ш.	104	5,0	158	3,7	122	4,2	135	3,5

Это расхождение в пределах южного полушария еще выше (47 %) и связано с существенным превышением во всех широтных зонах количества выпавших осадков над Тихим океаном по сравнению с Атлантическим. Заметим, что значительное превышение осадков над Тихим океаном отмечается и в других работах [108, 153, 165, 166]. В этом проявляется принципиальное отличие в распределении осадков по сравнению с распределением испарения, расхождение которого над Атлантическим и Тихим океанами невелико и составляет всего 6 % (см. табл. 3.2).

Что же касается взаимосвязи количества выпавших осадков над рассматриваемыми океанами (рис. 3.8), то она, в отличие от того же испарения, практически отсутствует. По-видимому, это свидетельствует о том, что формирование поля осадков над каж-

дым океаном по сравнению с формированием поля испарения определяется климатообразующими факторами меньшего масштаба. Основным из них является атмосферная циркуляция, которую условно можно охарактеризовать тремя циркуляционными ячейками: прямой ячейкой Хэдли, проявляющейся в низких широтах; обратной ячейкой Ферреля (умеренные широты) и прямой полярной ячейкой [80]. Поэтому следует предположить, что существуют

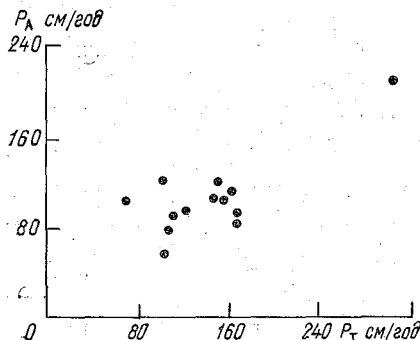


Рис. 3.8. Сравнение зонально осредненного количества осадков над Атлантическим P_A и Тихим P_T океанами.

определенные различия в деятельности ячеек Хэдли и Ферреля над Атлантическим и Тихим океанами, обусловленные, очевидно, их неодинаковыми пространственными масштабами.

Максимальный меридиональный градиент осадков над МО (см. табл. 3.9) наблюдается вблизи 10° с. ш., где он составляет $\Gamma_P = 12,5$ см/(...°) и определяется прежде всего максимальными градиентами над Атлантическим ($\Gamma_P = 17,1$ см/(...°)) и Тихим ($\Gamma_P = 12,8$ см/(...°)) океанами. Практически отсутствуют меридиональные различия в осадках над МО вблизи 50° с. ш. Однако связано это не с отсутствием различий в количестве осадков над Атлантическим и Тихим океанами, а с тем, что их изменения в зонах $60-50$ и $50-40^\circ$ с. ш. противоположны над данными океанами. В результате эти противоположные тенденции уравнивают друг друга.

Если осреднить Γ_P по акватории отдельных океанов, то самым контрастным в меридиональном направлении по количеству выпавших осадков оказывается Атлантический океан ($\Gamma_P = 5$ см/(...°)), а наименее контрастным — Тихий океан ($\Gamma_P = 3,7$ см/(...°)). Заметим также, что меридиональные градиенты осадков значительно превышают аналогичные градиенты испарения.

ГЛАВА 4

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ БАЛАНСА ПРЕСНЫХ ВОД В ОКЕАНАХ

4.1. Методы определения эффективного испарения

Эффективное испарение, т. е. разность «испарение минус — осадки», является важнейшим элементом пресноводного и солевого балансов океана, причем в его открытых районах оно представляет результирующий вертикальный поток массы через поверхность океана. Этот поток существенным образом влияет на формирование полей температуры и солености поверхностного слоя воды, а следовательно, на формирование поля плотности, которое, в свою очередь, является источником возникновения термохалинной циркуляции и трансформации водных масс.

Существует несколько способов определения эффективного испарения. Прежде всего это традиционный метод, основанный на построении карт испарения и осадков с последующим определением их разности. Естественно, что в данном случае эффективное испарение представляет разность больших величин и, следовательно, вполне может оказаться сравнимым с погрешностью оценок испарения и особенно осадков. Так как в каждом конкретном случае знаки этих погрешностей неизвестны, то значения эффективного испарения могут оказаться достаточно точными, если погрешности будут разных знаков и примерно одинаковыми, либо даже могут противоречить здравому смыслу при больших погрешностях одного знака. Именно таким образом определялось обычно эффективное испарение до последнего времени [22, 30, 108, 137, 161].

Обратимся к рис. 4.1, на котором представлена годовая климатическая карта эффективного испарения [142]. Отклонения от зонального характера в распределении изолиний обусловлены, с одной стороны, локальными особенностями ОЦА, влияющими на формирование поля осадков, а с другой — географическим положением теплых и холодных течений в океанах, воздействующих на формирование поля испарения. К зонам действия теплых течений приурочены, как правило, области превышения испарения над осадками (дефицита пресных вод), а к зонам действия холодных течений, наоборот, области избытка пресных вод.

Как и следовало ожидать, максимальные отрицательные значения эффективного испарения встречаются в экваториальных ши-

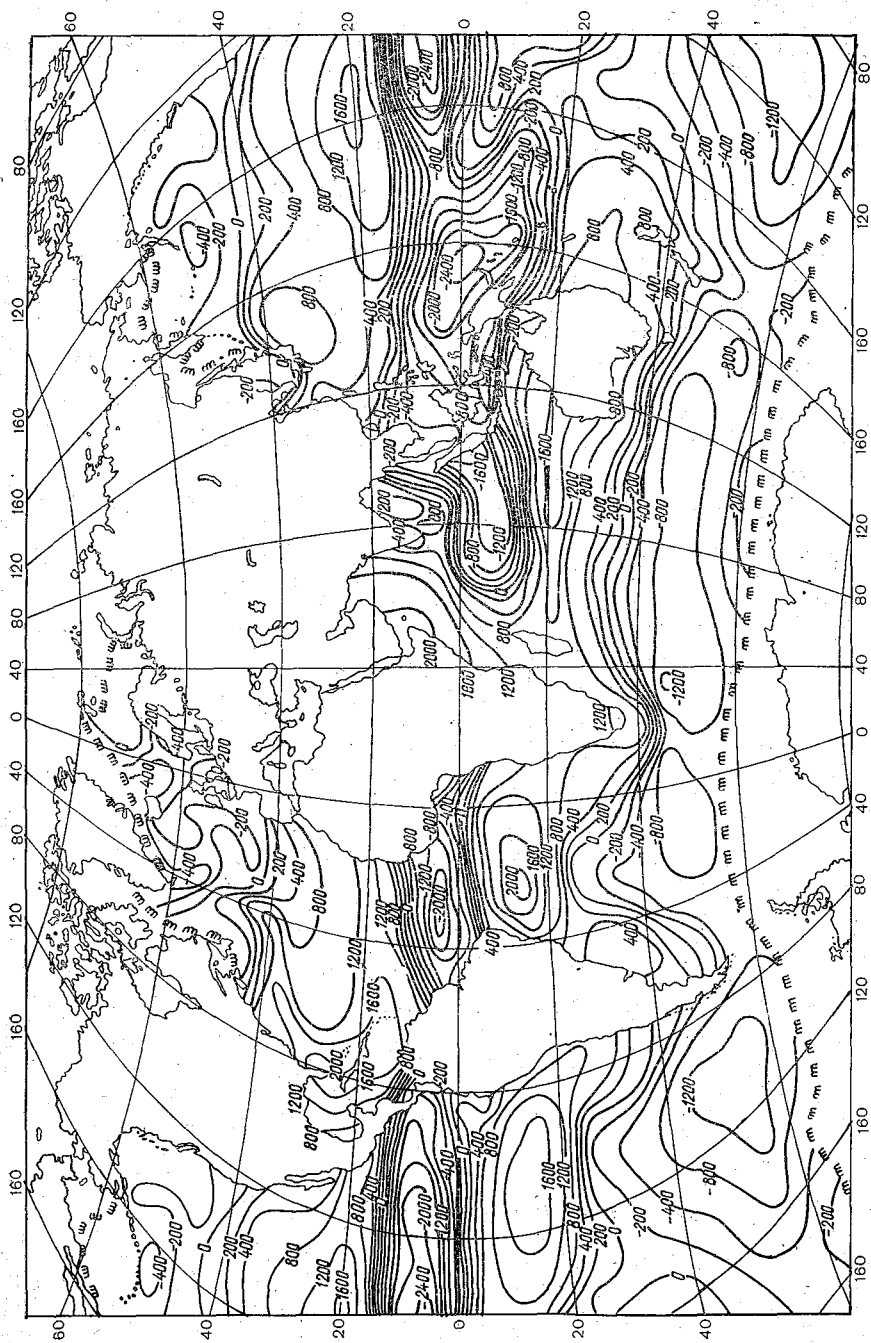


Рис. 4.1. Распределение эффективного испарения (мм/год) по акватории Мирового океана [142].

ротах и обусловлены деятельностью ВЗК. При этом абсолютный максимум превышения осадков над испарением имеет место в западной части экваториальной зоны Тихого океана и составляет 2400 мм/год. Наибольшие положительные значения эффективного испарения отмечаются в тропических широтах, где располагаются пояса высокого давления. Абсолютный максимум эффективного испарения, превышающий 2000 мм/год, наблюдается сразу в трех районах: над Гольфстримом южнее м. Хаттерас, а северо-западной части Аравийского моря, где в силу особенностей ОЦА количество выпадающих осадков минимально, а испарение, напротив, велико, и в тропической зоне южного полушария между Америкой и Африкой. Формирование последнего очага связано с действием ВЗК и теплого Бразильского течения.

Другой способ нахождения эффективного испарения основан на уравнивании водного баланса атмосферы и заключается в расчете его «атмосферных» составляющих, т. е. дивергенции потока водяного пара и изменений влагосодержания атмосферы.

Учитывая почти полное отсутствие аэрологических данных над океаном, основные исследования баланса атмосферной влаги выполнялись преимущественно в рамках специальных натурных экспериментов, являющихся частью Программы исследования глобальных атмосферных процессов (ПИГАП). К таким экспериментам, в частности, относятся АТЕХ [159], ВОМЕХ [176], ТРОРЕХ [55], АМТЕХ [183], ПОЛЭКС-Север [36] и некоторые другие.

Выполненные эксперименты, основанные, как правило, на данных с более высокой разрешающей способностью по времени и по вертикали и отличающиеся повышенной надежностью, позволили получить интересные результаты о короткопериодных колебаниях компонентов баланса влаги, их вкладе в энергетический бюджет атмосферы при различных синоптических ситуациях, а также количественные оценки микро- и мезомасштабных процессов переноса влаги по вертикали и по горизонтали.

Что касается крупномасштабных и глобальных оценок эффективного испарения, то прежде всего следует отметить те исследования [84, 97, 163, 173, 190, 191, 193], в которых построены за различные многолетние периоды карты дивергенции потока водяного пара для земного шара в целом или для одного из полушарий. И хотя точность полученных таким образом оценок эффективного испарения практически также не поддается контролю, тем не менее использование уравнения ВБА как независимого метода определения эффективного испарения может оказаться весьма полезным.

В этом плане наибольший интерес представляет работа Брайена и Оорта [163], в которой выполнены расчеты эффективного испарения по 5-градусным поясам для меридиональных профилей каждого океана за 10-летний период (май 1963 г. — апрель 1973 г.). Методика получения и обработки исходных массивов аэрологических данных подробно обсуждается в работе Оорта [186]. Средние месячные аэрологические поля, полученные осред-

нением срочных наблюдений, интерполировались на основе объективного анализа в узлы сетки с шагом $2,5^\circ$ по широте и 5° по долготе. При этом объективный анализ производился на каждой изобарической поверхности (1000, 950, 900, 850, 700, 500, 400 и 300 гПа) раздельно, что позволило включить на нижнем уровне обширный дополнительный массив судовых наблюдений. Заметим, однако, что включение этого массива, по своему объему превосходящего основной массив на поверхности 1000 гПа, с целью по-

Таблица 4.1

Меридиональное распределение эффективного испарения ($10^3 \text{ м}^3/\text{с}$) над Мировым океаном по данным Брайена и Оорта [163]

Зона	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
90—80° с. ш.	—13	—10	—19	—18	—15
80—70	—23	—19	—18	—47	—29
70—60	—30	—19	—42	—31	—30
60—50	—132	—75	—93	—115	—103
50—40	—44	118	—150	—87	—100
40—30	—34	124	—311	18	—113
30—20	444	356	278	420	373
20—10	1110	997	269	14	596
10—0	—224	—601	—865	—798	—621
0—10° ю. ш.	—466	—424	166	174	—138
10—20	48	683	1334	806	717
20—30	—18	385	584	273	306
30—40	109	85	76	192	115
40—50	—97	—286	—240	—42	—166
50—60	—364	—359	—388	—306	—353
60—70	—177	—179	—248	—250	—213
70—80	0	—16	—32	—32	—20

вышения точности расчетов в действительности вряд ли себя оправдывает. Это связано с тем, что данные попутных судовых наблюдений содержат систематические погрешности [76], чрезвычайно трудно поддающиеся количественной оценке и вносящие дополнительные ошибки в расчет дивергенции потока водяного пара и, следовательно, в значения эффективного испарения.

Распределение сезонного хода значений эффективного испарения над МО для 10-градусных широтных зон, рассчитанных Брайеном и Оортом по аэрологическим данным, приводится в табл. 4.1. Нетрудно видеть, что в течение всего года севернее 30° с. ш. осадки превышают испарение, причем максимальные отрицательные значения эффективного испарения имеют место северным летом, когда испарение с поверхности океана мало.

Примерно вдоль 30° с. ш. проходит граница между избытком и дефицитом пресных вод. Южнее 30° с. ш. до экваториальной зоны (10° с. ш.) уже во все сезоны года наблюдается превышение испарения над осадками с хорошо выраженным максимумом северной зимой.

Более сложный характер распределения эффективного испарения свойствен экваториальной зоне (10° с. — 10° ю. ш.). Если в северном полушарии круглый год осадки доминируют над испарением, то в южном полушарии в первом полугодии (январь—июнь) имеет место превышение осадков над испарением, а во втором полугодии, наоборот, испарение превышает осадки. Однако средние годовые значения эффективного испарения отрицательны в обоих широтных поясах. В тропических широтах южного полушария (10 — 40° ю. ш.) во все сезоны года эффективное испарение положительно. Наконец, южнее 40° ю. ш. так же, как в умеренных и высоких широтах северного полушария, в течение всего года наблюдается избыток пресных вод.

Как будет показано ниже, значения эффективного испарения, полученные Брайеном и Оортом на основе уравнения ВБА, не отличаются высокой точностью. Впрочем, этого и следовало ожидать, учитывая весьма слабое освещение МО аэрологическими данными.

Заметим также, что и в обозримом будущем вряд ли следует рассчитывать на получение аэрологических данных для больших акваторий океана и за длительные промежутки времени.

В связи с этим возникает задача параметризации уравнения ВБА, т. е. предвычисление компонентов водного баланса атмосферы по сравнительно небольшому числу переменных, с заданной точностью описывающих исходный процесс. Здесь в известной степени наблюдается противоречие, поскольку, с одной стороны, желательно как можно большее сокращение исходной информации, но с другой стороны, это приводит, как правило, к уменьшению точности вычисляемых характеристик. Поэтому важное значение приобретает поиск физически обоснованных гипотез, введение которых позволило бы существенно сократить объем исходных данных с наименьшими потерями точности в расчетах.

Учитывая, что источники (стоки) водяного пара формируются в значительной мере за счет мелкомасштабных процессов, параметризация их в терминах каких-либо крупномасштабных переменных относится к числу важнейших и одновременно труднейших задач современной теории климата. Некоторые проблемы параметризации уравнения ВБА применительно к гидрологическим целям ПС обсуждаются Н. П. Смирновым и В. Н. Малининым [132]. Здесь же рассмотрим лишь частный вопрос, а именно возможности оценки эффективного испарения на основе параметрического представления ВБА [21]. При этом будем использовать уже полученные в п. 2.3 результаты параметризации влагосодержания атмосферы:

$$W = \Phi_1(T_z, T_0), \quad (4.1)$$

где Φ_1 — функция, зависящая от температуры воздуха.

Что касается параметризации дивергенции потока водяного пара, то наибольшее внимание обычно уделяется задаче описания вихревого переноса влаги через средний (адвективный) перенос, т. е. $\mathbf{F}' = \varphi(\bar{\mathbf{F}})$. Именно такой подход в основном используется

в моделях общей циркуляции атмосферы и климата, однако в этом случае возникают существенные трудности в описании коэффициента макротурбулентного обмена.

Чтобы избежать этих трудностей, представим с учетом теоремы о среднем вертикально интегрированный полный поток водяного пара в следующем виде [21]:

$$F = U_{эф} \frac{1}{g} \int_{p_K}^{p_z} q dp = U_{эф} W, \quad (4.2)$$

где $U_{эф}$ — горизонтальный вектор некоторой эффективной скорости переноса водяного пара.

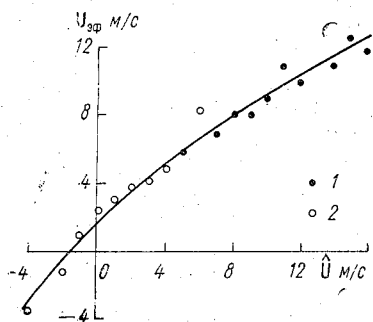


Рис. 4.2. Зависимость $U_{эф}$ от $\hat{U}$ по данным океанских станций в Северной Атлантике.

1 — $U_{эфx}$ и $\hat{U}_x$; 2 — $U_{эфy}$ и $\hat{U}_y$.

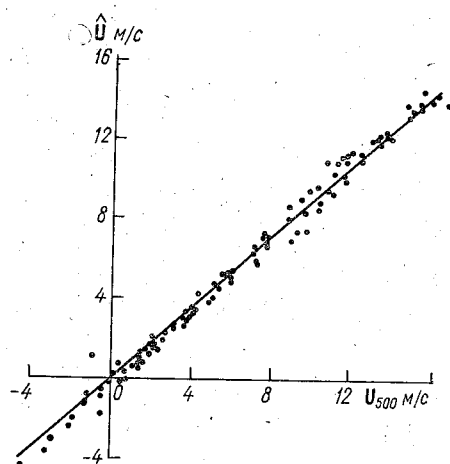


Рис. 4.3. Экспериментальная зависимость $\hat{U}$ от U_{500} .

Если ввести в рассмотрение вектор средней по вертикали скорости ветра, определяемой соотношением

$$\hat{U} = \frac{1}{p_z - p_K} \int_{p_K}^{p_z} U_s dp,$$

то естественно предположить наличие функциональной зависимости $U_{эф} = f(\hat{U})$.

Зависимость $U_{эф}$ от $\hat{U}$, построенная по данным океанских станций в Северной Атлантике, представлена на рис. 4.2 и имеет отчетливо выраженный нелинейный характер. Аппроксимация ее на основе метода наименьших квадратов позволила получить следующее выражение:

$$U_{\text{эф}} = (24,16\hat{U} + 145,06)^{0,5} - 10,37, \quad (4.3)$$

стандартная погрешность которого составляет 1,6 м/с.

При анализе (4.3) обращает на себя внимание тот факт, что $U_{\text{эф}} \neq 0$ при $\hat{U} = 0$, т. е. имеет место горизонтальный перенос влаги. Это объясняется тем, что, хотя интеграл $\hat{U}$ и обращается в нуль за счет изменения знака скорости ветра с высотой, но поскольку основное количество водяного пара сосредоточено в нижней части тропосферы в основном до уровня 700 гПа, то значения $U_{si}q_i$ в нижней части тропосферы существенно больше аналогичных значений в ее верхней части и, следовательно, суммарный перенос влаги отличен от нуля.

Определение $\hat{U}$ требует знания вертикального распределения скорости ветра, однако вряд ли можно надеяться, что в обозримом будущем подобная информация для всей акватории океана станет доступной. В связи с этим была найдена экспериментальная зависимость $\hat{U}$ от U_{500} — горизонтального вектора скорости ветра на изобарической поверхности 500 гПа, представленная на рис. 4.3. Полученная зависимость имеет простой вид:

$$\hat{U} = 0,85U_{500}. \quad (4.4)$$

Для изобарической поверхности 500 гПа, как известно, хорошо выполняется геострофическое соотношение

$$U_{500} = (9,8/2f)\partial H_{500}/\partial n, \quad (4.5)$$

где H_{500} — абсолютная геопотенциальная высота изобарической поверхности 500 гПа; n — нормаль к границе рассматриваемого контура.

Таким образом, подстановка формул (4.5) и (4.4) в (4.3) дает возможность определить эффективную скорость переноса водяного пара как функцию H_{500} , которая является более доступной и достаточно точно может быть определена, например, при зондировании атмосферы со спутников.

На рис. 4.4 представлены результаты сравнения вычисленных и фактических значений полного потока влаги F . Нетрудно видеть их удовлетворительное соответствие друг другу. Стандартная погрешность расчета σ равна 24,4 кг/(м·с) при коэффициенте детерминации $r^2 = 0,83$. Это означает, что 83 % дисперсии исходного поля может быть объяснено рассмотренной выше параметрической моделью интегрального потока водяного пара. Итак, уравнение ВБА (1.9) с учетом полученных результатов может быть записано в следующем параметрическом виде:

$$\partial \Phi_1(T_0, T_z)/\partial t + \text{div } \Phi_2(H_{500}, T_z, T_0) = E_0 - P_0. \quad (4.6)$$

Следовательно, эффективное испарение может быть предвычислено по данным всего лишь трех параметров: геопотенциальной высоты поверхности 500 гПа, температуры воздуха в приводном слое и температуры поверхности океана, которые являются значи-

тельно более доступными по сравнению с аэрологической информацией.

Наконец, еще один способ определения эффективного испарения заключается в развитии расчетных методов, основанных на различных физических представлениях процесса формирования вертикального потока пресных вод через поверхность океана.

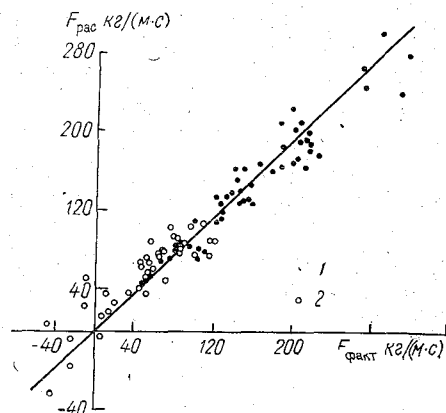


Рис. 4.4. Сравнение фактических и рассчитанных значений интегрального горизонтального потока влаги.

1 — $F_{\text{факт}x}$ и $F_{\text{рас}x}$; 2 — $F_{\text{факт}y}$ и $F_{\text{рас}y}$

В общем случае межширотная изменчивость солёности на поверхности океана может быть выражена следующим образом [88]:

$$[S_0 - S^M] = f[E_0, P_0, Q, \nabla \cdot F_s],$$

где S^M — среднее глобальное значение солёности; $\nabla \cdot F_s$ — дивергенция полного меридионального потока солёности. Доминирующая роль в формировании поля солёности принадлежит процессам испарения и осадков. Вторым по значимости фактором является материковый сток, который на порядок меньше осадков и испарения и одного порядка с разностью $E_0 - P_0$. Однако следует иметь в виду, что влияние стока на солёность проявляется на небольших расстояниях от берега. Учитывая относительную равномерность притока речных вод между отдельными зонами, можно предположить наличие зависимости Q от соотношения площадей суши и океана внутри широтных зон.

Оценка влияния $\nabla \cdot F_s$ на поле солёности по экспериментальным данным не представляется возможной. Поэтому мы обратились к результатам численного моделирования циркуляции океана [98], из которых следует, что дивергенция полного потока солёности (за счет средней меридиональной циркуляции и крупномасштабных вихрей) изменяется в пределах 1—10 мм/год, что на два порядка меньше $E_0 - P_0$.

С учетом вышесказанного запишем

$$[S_0 - S^M] = \beta [E_0 - P_0], \quad (4.7)$$

где $\beta = f(A_{oi}/A_i)$, A_{oi} — площадь океана внутри широтной зоны, A_i — площадь всей широтной зоны.

Для определения β воспользуемся уравнением водного баланса атмосферы широтной зоны в виде

$$A_i [\overline{\nabla \cdot F_y}] = A_{o_i} [E_o - P_o] + A_{l_i} [E_l - P_l],$$

где индекс « l » означает поверхность суши. Используя это уравнение, нетрудно получить следующее выражение:

$$\beta = [S_o - S^M] A_{o_i} / (A_i [\overline{\nabla \cdot F_y}] + A_{l_i} [P_l - E_l]).$$

Значения солёности для различных зон МО были заимствованы из [116], а разности $[P_l - E_l]$ были вычислены по данным [108]. Дивергенция потока влаги для южного полушария, исключая эква-

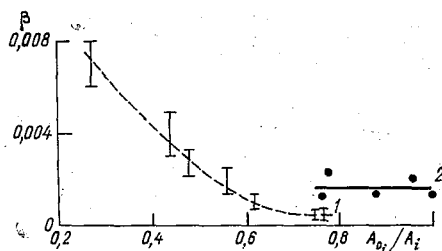


Рис. 4.5. Зависимость коэффициентов β от балла океанов A_{o_i}/A_i .

1 — северное полушарие; 2 — южное полушарие.

ториальную зону, принималась согласно работе [208], а для северного полушария ввиду различных оценок $[\overline{\nabla \cdot F_y}]$ [84, 184, 190, 208] были приняты их крайние значения.

Рассчитанные таким образом значения β приводятся на рис. 4.5. В южном полушарии β практически не зависит от соотношения площадей океана и суши ($\beta = 0,0016$), в то время как в северном полушарии зависимость β от A_{o_i}/A_i выражена отчетливо. Эта зависимость на рис. 4.5 аппроксимируется пунктирной кривой. Аналитическое выражение для β имеет следующий вид:

$$\beta = \begin{cases} 0,0161 - 0,0392 A_{o_i}/A_i + 0,0243 (A_{o_i}/A_i)^2 & \text{при } \varphi = 0 - 70^\circ \text{ с. ш.} \\ 0,0016 & \text{при } \varphi = 0 - 70^\circ \text{ ю. ш.} \end{cases} \quad (4.8)$$

Различия в значениях коэффициента β для A_{o_i}/A_i в обоих случаях обусловлены, по-видимому, различиями в интенсивности процессов испарения и осадков, которая в северном полушарии выше.

Существуют и другие способы представления связи между испарением, осадками и солёностью поверхностного слоя воды. Поскольку отношение испарения к осадкам нелинейно связано с поверхностной солёностью, то, исходя из анализа экспериментальных данных, можно принять

$$E_o/P_o = (S_o/S^M)^\alpha, \quad (4.9)$$

где κ — параметр, зависящий от широты. В этом нетрудно убедиться, если обратиться к рис. 4.6, на котором приводятся межширотный ход параметра κ , вычисленного по данным об испарении и осадках, приведенным в [108], и рассчитанного автором на основе соотношений (4.7) и (4.8).

В меридиональных профилях κ обнаруживаются достаточно четко выраженные закономерности изменения κ с широтой, хотя

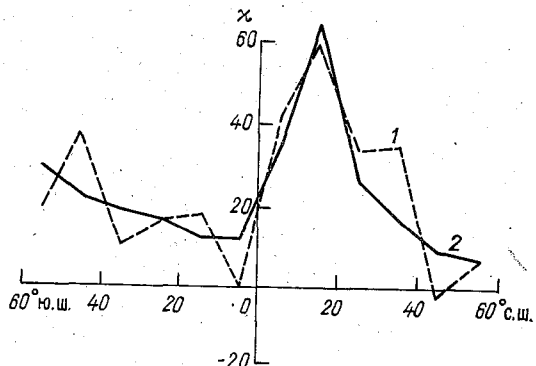


Рис. 4.6. Меридиональный профиль параметра κ , вычисленного по [108] (1) и рассчитанного автором по формулам (4.7) и (4.8) (2).

в первом случае они частично маскируются нерегулярными (случайными) колебаниями. В северном полушарии отмечается нелинейное возрастание κ от высоких широт к низким с максимумом в зоне 10—20° с. ш. и последующее его уменьшение по направлению к экватору. В южном полушарии значения κ монотонно возрастают от экватора к полюсу, причем это возрастание происходит также нелинейным образом.

Изучение меридионального профиля κ показало, что он может быть представлен как

$$\kappa = \begin{cases} c'_0 \exp(-c'_1 x_\phi^2) & \text{при } x_\phi > 0; \\ (c'_0 + c''_0)/2 & \text{при } x_\phi = 0; \\ c''_0 \exp(c''_1 x_\phi^2) & \text{при } x_\phi < 0, \end{cases} \quad (4.10)$$

либо как

$$\kappa = \begin{cases} a'_0 \exp(a'_1 x_\phi - a'_2 x_\phi^2) & \text{при } x_\phi \geq \phi^*; \\ a''_0 \exp(a''_2 x_\phi^2) & \text{при } x_\phi \leq \phi^*, \end{cases} \quad (4.10')$$

где x_ϕ — безразмерная широта, изменяющаяся от 0 на экваторе до 0,9 на полюсе (в северном полушарии $x_\phi > 0$, в южном — $x_\phi < 0$), ϕ^* — широта, на которой осуществляется «склейка» экспоненциальных зависимостей для северного и южного полушарий.

На первый взгляд, выражение (4.10') предпочтительнее, по-

сколько обеспечивает гладкий переход от северного полушария к южному. Однако, как оказалось в действительности, оно существенно искажает в сторону завышения структуру эффективного испарения в северном полушарии. Поэтому в дальнейшем используется выражение (4.10), в котором значения коэффициентов в первом приближении составляют: $c'_0 = 43$, $c'_1 = -6,17$, $c''_0 = 13$, $c''_1 = 3$.

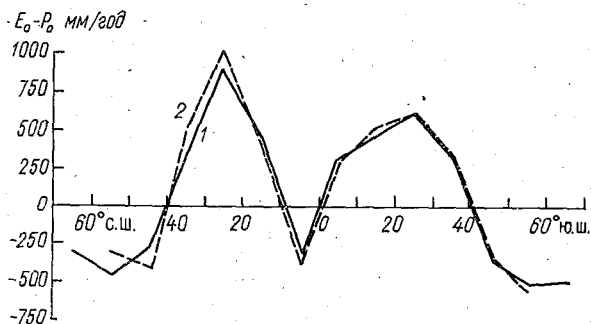


Рис. 4.7. Сопоставление значений эффективного испарения в различных широтных зонах Мирового океана, вычисленных по β -схеме (1) и κ -схеме (2).

Заметим, что рассмотренные выше две схемы взаимосвязи испарения, осадков и солености (β - и κ -схема) могут быть выражены друг относительно друга следующим соотношением:

$$P_0 ((S_0/S^M)^\kappa - 1)\beta = (S_0 - S^M). \quad (4.11)$$

Но поскольку параметризации β и κ различны, то прежде всего представляется целесообразным выполнить сравнение значений эффективного испарения, рассчитанных на основе β - и κ -схемы (рис. 4.7).

Как видно из рис. 4.7, расхождения между значениями эффективного испарения в большинстве случаев невелики и в основном носят случайный характер (средняя относительная погрешность 10 %). Максимальное расхождение отмечается в зоне 60—50° с. ш. и составляет 128 мм/год, т. е. 30 %. Заметим, что обе схемы дают очень близкие результаты для южного полушария, а основные различия проявляются в северном полушарии.

4.2. Годовой ход эффективного испарения

Прежде всего рассмотрим особенности межширотного распределения эффективного испарения для средних годовых условий. В табл. 4.2 представлены оценки эффективного испарения, полученные разными авторами на основе принципиально различных

подходов: во-первых, это прямой метод, при котором разность $E_0 - P_0$ непосредственно определяется по климатическим картам испарения и осадков; во-вторых, аэрологический метод, основанный на использовании уравнения ВБА; наконец, параметрический метод, учитывающий взаимосвязь элементов пресноводного и солевого балансов поверхности океана.

Таблица 4.2

Распределение эффективного испарения (мм/год) над широтными зонами Мирового океана по данным различных источников

Зона	Прямой метод				Аэрологический метод	Параметрический метод		Среднее
	МВБ и ВРЗ, [108]	Баумгартнер, Рейчел [161]	Степанов [137]	Малинин, Безмельницын	Брайен, Оорт [163]	β-схема	η-схема	
90—80° с.ш.	—115	—9	—	—	—137	—	—	—87
80—70	—145	—56	—	—	—135	—	—	—112
70—60	—336	—277	—	—1	—286	—294	—	—239
60—50	—317	—573	—692	—48	—328	—457	—320	—391
50—40	60	—313	—585	47	—222	—285	—410	—245
40—30	713	470	394	526	—188	351	440	387
30—20	1117	848	755	951	474	891	1030	866
20—10	630	299	583	675	601	447	410	520
10—0	—350	—636	—802	—716	—567	—352	—370	—542
0—10° ю. ш.	20	153	1	41	—128	312	250	92
10—20	620	589	714	701	678	494	500	614
20—30	670	716	827	489	313	613	610	605
30—40	210	366	389	156	112	325	330	270
40—50	—434	—244	—342	—447	—171	—244	—200	—298
50—60	—752	—449	—553	—621	—472	—506	—560	—559
60—70	—594	—390	—300	—	—399	—500	—	—437
70—80	—307	—484	—	—	—167	—	—	—319

Как видно из табл. 4.2, оба полушария, исключая экваториальные районы, разделяются на две обширные зоны источников и стоков влаги. В каждом из них тропические и субтропические широты (10—40° ш.) являются районами превышения испарения над осадками, а в умеренных и высоких широтах (40—90° ш.), наоборот, осадки превышают испарение. Экваториальная зона южного полушария служит источником влаги, а экваториальная зона северного полушария — ее стоком.

Хотя в качественном отношении различные способы оценки эффективного испарения, представленные в табл. 4.2, в общем удовлетворительно согласуются между собой, однако количественные различия их весьма значительны. Эти различия носят преимущественно случайный характер, поскольку ни один из меридиональных профилей эффективного испарения не обладает ярко выраженным систематическим отклонением от остальных профилей. Так,

например, данные В. Н. Степанова [137] наиболее часто принимают крайние значения, но при этом в трех широтных зонах они являются максимальными по отношению к остальным оценкам эффективного испарения и еще в трех зонах они минимальны.

Расхождения между крайними оценками эффективного испарения, полученными разными авторами, в северном полушарии заметно выше по сравнению с южным. Максимальное расхождение наблюдается в зоне 40—30° с. ш., где оно составляет 901 мм/год и, очевидно, обусловлено отрицательным эффективным испарением, рассчитанным по аэрологическим данным Брайеном и Оортом [163]. Действительно, для данной широтной зоны характерно наличие стационарных областей высокого давления, способствующих формированию повышенного испарения с поверхности океана и, наоборот, пониженного количества выпадающих осадков. Поэтому очень маловероятно, чтобы осадки здесь превышали испарение.

Другой, несколько меньший максимум расхождения в оценках эффективного испарения наблюдается в соседней широтной зоне (30—20° с. ш.) и составляет 633 мм/год. В этом случае уже значительно сложнее указать возможную причину его происхождения. Скорее всего она связана как с занижением эффективного испарения, рассчитанного Брайеном и Оортом [163] (в большей степени), так и с завышением эффективного испарения, полученным в работе [108].

В южном полушарии расхождения в оценках эффективного испарения не столь велики и колеблются в пределах от 200 до 400 мм/год. Данное обстоятельство представляется весьма важным, особенно если учесть, что обеспеченность гидрометеорологическими данными южного полушария не идет ни в какое сравнение с северным полушарием.

В связи с тем что ни один из рассмотренных выше способов определения эффективного испарения не является эталонным, сравнительный анализ расхождений различных оценок $[E_o - P_o]$ становится возможным лишь на основе каких-либо критерийных условий. К ним, в частности, относятся стационарные интегральные уравнения ВБА для полушария и пресноводного баланса для МО, так как входящие в эти уравнения параметры определяются, как правило, с более высокой степенью точности, чем эффективное испарение [88, 90, 92].

Уравнение пресноводного баланса МО для стационарных условий имеет вид

$$\int_M [E_o - P_o] dM = Q_{gl} = MQ^M, \quad (4.12)$$

где M — площадь МО; Q_{gl} — глобальный материковый сток, оценки которого в настоящее время можно считать достаточно надежными [108]. Заметим, что материковый сток состоит из притока в океан речных вод, подземного стока, не дренируемого руслами

рек, и ледникового стока. Что касается уравнения ВБА для полушария (1.13), то преобразуем его следующим образом:

$$2\pi a_3 |\overline{F_y}|_{\varphi=0} = - \int_{A_{oh}} [E_o - P_o] dA_{oh} - \int_{A_{lh}} [E_l - P_l] dA_{lh},$$

где A_{oh} и A_{lh} — площади океана и суши в пределах полушария. Так как

$$\int_{A_{lh}} [P_l - E_l] dA_{lh} = Q_h,$$

где Q_h — материковый сток в океан в пределах полушария, то окончательно получим

$$2\pi a_3 |\overline{F_y}|_{\varphi=0} = Q_h - \int_{A_{oh}} [E_o - P_o] dA_{oh}. \quad (4.13)$$

Таким образом, перенос влаги через экватор в среднем за год соответствует разности материкового стока и эффективного испарения с поверхности океана. В этом уравнении эффективное испарение, очевидно, является наименее точно определяемым.

Примем, согласно табл. 1.4, перенос влаги через экватор равным $2,6 \cdot 10^{11}$ г/с, или $8,2 \cdot 10^3$ км³, а материковый сток в пределах северного и южного полушарий, по данным [108], равным соответственно $27,2 \cdot 10^3$ и $19,6 \cdot 10^3$ км³. Потоком речных вод через экватор можно, очевидно, пренебречь, так как он, по крайней мере на два порядка, меньше материкового стока в пределах каждого из полушарий.

Суммарные значения эффективного испарения в целом для МО по данным разных авторов (табл. 4.3) значительно расходятся. Разница между наименьшим (данные Брайена и Оорта [163]) и наибольшим (данные В. Н. Степанова [137]) значениями эффективного испарения составляет $44,5 \cdot 10^3$ км³, что лишь чуть меньше глобального материкового стока. Наиболее точной оценкой можно считать глобальное значение эффективного испарения, полученное автором на основе параметрических схем (относительная погрешность $\sim 3\%$), в то время как наихудшей является оценка Брайена и Оорта [163] (погрешность 65%). Естественно, что столь большая погрешность глобальных значений материкового стока и эффективного испарения, рассчитанного по аэрологическим данным, не может не настораживать, тем более, что в некоторых более ранних работах [191] говорится об отличном согласовании зонально осредненных значений разности «испарение минус осадки», вычисленных аэрологическим методом и методом водного баланса.

Если рассматривать эффективное испарение в пределах отдельных полушарий, то в северном полушарии расхождение между его крайними значениями ($46,3 \cdot 10^3$ км³) почти в два раза превышает материковый сток. Более благополучным может показаться положение в южном полушарии, где расхождение между крайни-

ми значениями эффективного испарения ($27,6 \cdot 10^3$ км³/год) существенно ниже.

Однако, если перейти к анализу невязок уравнения (4.13), то нетрудно видеть, что их значения в обоих полушариях по абсолютной величине не уступают, а в ряде случаев даже превосходят значения эффективного испарения. Лишь оценки эффективного испарения, рассчитанные автором с помощью параметрических

Таблица 4.3

Оценка невязок уравнений (4.12) и (4.13) в зависимости от различных оценок эффективного испарения с поверхности океана, 10^3 км³/год

Эффективное испарение			Невязка уравнения (4.12)	Невязка уравнения (4.13)		Источник
Северное полушарие	Южное полушарие	Мировой океан		Северное полушарие	Южное полушарие	
45,0	5,9	50,9	4,1	26,0	-21,9	МВБ и ВРЗ [108]
6,0	33,3	39,3	-7,5	-13,0	5,5	Баумгартнер, Рейчел [161]
-1,3	17,8	16,5	-30,3	-20,3	-10,0	Брайен, Оорт [163]
0,2	31,8	32,0	-14,8	-18,8	4,0	Степанов: [137]
16,0	45,0	61,0	14,2	-3,0	17,2	[138]
36,8	18,7	55,5	8,7	17,8	-9,1	Строкина, Богданова [142]
30,2	9,8	40,0	-6,8	11,2	-18,0	Малинин: прямой метод
20,0	27,1	47,1	0,3	1,0	-0,7	β-схема
24,5	23,0	47,5	0,7	5,5	-4,8	η-схема

схем, очевидно, можно считать достаточно надежными, поскольку они лишь незначительно отличаются от «истинных» оценок эффективного испарения, составляющих в северном и в южном полушариях соответственно $19 \cdot 10^3$ и $27,8 \cdot 10^3$ км³/год.

Наиболее несбалансированными в смысле критерия (4.13) оказываются оценки эффективного испарения, рассчитанные в работе [108]. Обращаясь к пп. 3.2 и 3.4 нетрудно видеть, что основной причиной этого являются значительные погрешности в определении осадков по акватории океана в северном и южном полушариях.

Что касается точности определения эффективного испарения для отдельных широтных зон, то ее оценка в настоящее время не представляется возможной. Очевидно, лишь отклонения от осредненного (по данным разных авторов) профиля эффективного испарения могут дать приближенное представление о возможных погрешностях, которые, как уже указывалось выше, весьма значительны. Впрочем и сами осредненные значения $[E_0 - P_0]$ не являются эталонными. Сопоставление их (рис. 4.8) с аналогичными

оценками, полученными из осредненных значений испарения и осадков (см. табл. 3.4 и 3.6) свидетельствует о наличии систематических расхождений. Положительные значения эффективного испарения, по данным табл. 3.4 и 3.6, в большинстве широтных зон выше, причем в зоне 30—20° ю. ш. это превышение особенно велико и достигает 27 ‰. Основной причиной подобных расхождений

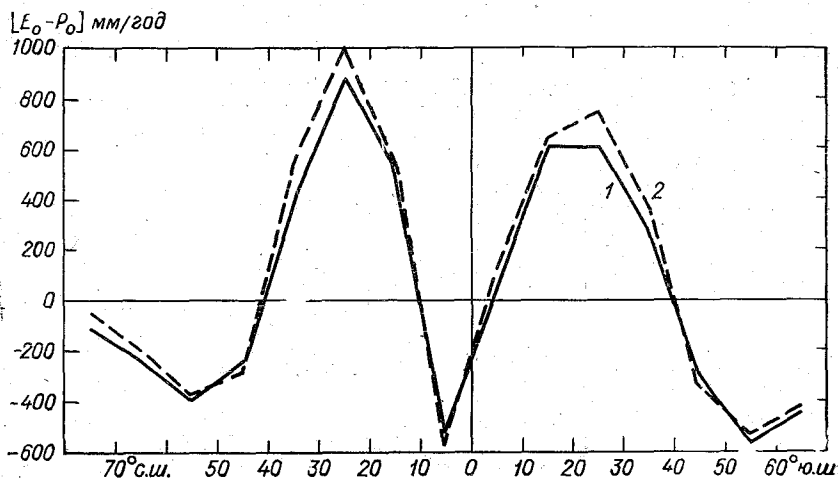


Рис. 4.8. Сопоставление зонально осредненных значений эффективного испарения по данным табл. 4.2 (1) и табл. 3.4 и 3.6 (2).

является занижение значений эффективного испарения, полученных Брайеном и Оортом [163] и Баумгартнером и Рейчелом [161]. Именно поэтому и глобальная оценка осредненных значений эффективного испарения оказывается заниженной ($39 \cdot 10^3 \text{ км}^3$). Без учета данных указанных авторов расхождения в оценках эффективного испарения оказываются уже незначительными.

К сожалению, для изучения внутригодовых колебаний эффективного испарения можно ориентироваться лишь на результаты, полученные автором и А. В. Безмельницким, которые, как это следует из табл. 4.12, не отвечают заданным критериям точности. Тем не менее в распределении эффективного испарения над отдельными океанами отчетливо прослеживаются основные особенности его внутригодового хода.

В экваториальной зоне (0—10° с. ш.) Атлантического и Тихого океанов (рис. 4.9 а и б) осадки значительно превышают испарение в течение всего года. Здесь же весной отмечается абсолютный максимум отрицательных значений эффективного испарения. К северу от экваториальной зоны также практически весь год испарение существенно превышает осадки. И лишь в умеренных и высоких широтах в теплый период года наблюдается отрицательное эффективное испарение.

В южном полушарии некоторое различие между Атлантическим и Тихим океанами заключается в том, что если в первом из

них превышение испарения над осадками отмечается вплоть до субполярных широт в течение всего года, то в другом зимой (декабрь—март) на всех широтах наблюдается превышение P над E .

Максимальная внутригодовая изменчивость эффективного испарения в Атлантическом океане проявляется севернее 50° с. ш. ($\sigma_{E-P} > 70$ мм/мес), а в Тихом океане — в широтной зоне $10-20^\circ$ с. ш. ($\sigma_{E-P} = 67$ мм/мес). Слабо выражен годовой ход эффективного испарения в южном полушарии. Его минимальная внутригодовая изменчивость наблюдается в зоне $10-20^\circ$ ю. ш. в Атлантическом океане ($\sigma_{E-P} = 9$ мм/мес).

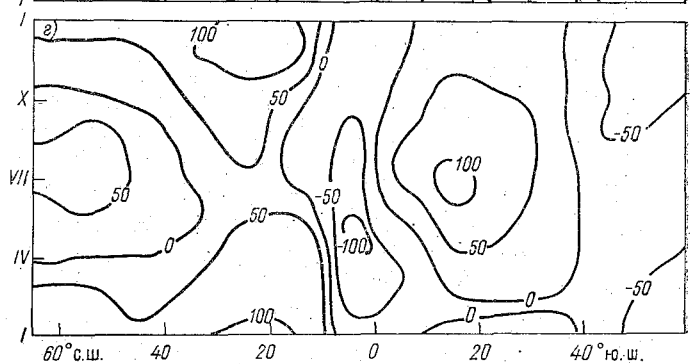
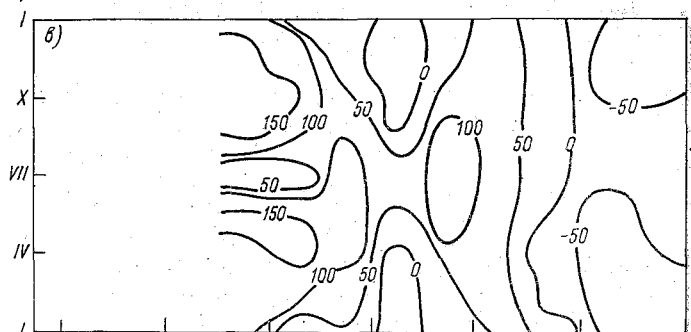
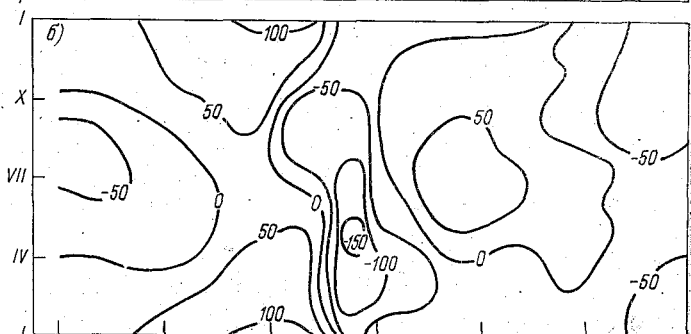
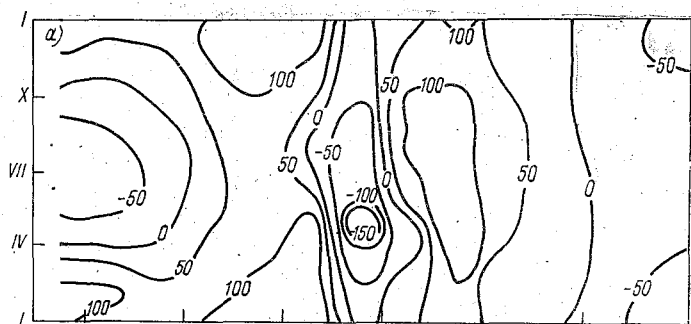
Что касается Индийского океана (рис. 4.9 в), то к северу от экватора весь год испарение значительно превышает количество выпавших осадков, при этом в зоне $20-30^\circ$ с. ш. осенью отмечается абсолютный максимум эффективного испарения, составляющий более 170 мм/мес. Южнее экватора, исключая высокие широты и осенне-зимний период, также наблюдаются положительные значения эффективного испарения. Максимальная внутригодовая изменчивость эффективного испарения проявляется в зоне $10-20^\circ$ с. ш. ($\sigma_{E-P} = 52$ мм/мес), а наименьшая — в зоне $40-50^\circ$ ю. ш. ($\sigma_{E-P} = 13$ мм/мес).

Естественно, что отмеченные выше особенности характерны и для внутригодового хода эффективного испарения над МО (рис. 4.9 г). При этом максимальное превышение осадков над испарением наблюдается весной в экваториальной зоне, а максимальное превышение испарения над осадками отмечается в тропической зоне в ноябре—январе. Максимальная внутригодовая изменчивость эффективного испарения проявляется в зоне $60-50$ и $20-10^\circ$ с. ш. ($\sigma_{E-P} > 50$ мм), а минимальная — в зоне $40-30^\circ$ ю. ш. ($\sigma_{E-P} < 10$ мм).

Если осреднить значения эффективного испарения в пределах каждого из полушарий и МО в целом (рис. 4.10), то прежде всего обращает на себя внимание отчетливо выраженный, но противоположный по фазе годовой ход эффективного испарения в северном и южном полушариях. В соответствии с этим максимум превышения испарения над осадками в северном полушарии наблюдается в декабре (65 мм), а в южном — в июле (42 мм). И напротив, максимум превышения осадков над испарением в северном полушарии отмечается в июле (23 мм), а в южном — в феврале (24 мм). Заметим также, что характер годового хода эффективного испарения почти в точности совпадает с годовым ходом E (см. табл. 3.1), однако амплитуда последнего заметно меньше.

Годовые суммы эффективного испарения для каждого полушария и МО в целом составляют: для северного полушария ($0-70^\circ$ с. ш.) 224 мм, для южного ($0-60^\circ$ ю. ш.) 85 мм, для МО (70° с. — 60° ю. ш.) 145 мм.

Рассмотрим теперь возможность использования β -схемы применительно к определению эффективного испарения для широтных зон различных океанов. В южном полушарии, как следует из



выражения (4.8), β является постоянным. Это означает, что континенты, где формируется приток речных вод к океану, практически не оказывают заметного влияния на процессы океанического влагообмена. Очевидно, формирование эффективного испарения

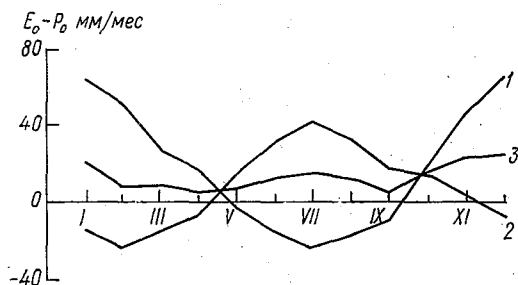


Рис. 4.10. Внутригодовой ход эффективного испарения с поверхности океана в пределах северного (1) и южного (2) полушарий и Мирового океана в целом (3).

как над МО, так и над отдельными океанами можно считать идентичным. Поэтому, исходя из формулы (4.8), эффективное испарение над океанами южного полушария может быть определено как

$$[E_o - P_o]_p = [S_o]_p - S^M/0,0016, \quad (4.14)$$

где p — индекс, характеризующий Атлантический, Индийский и Тихий океаны.

Что касается северного полушария, то здесь океаны следует рассматривать как изолированные бассейны, практически не сообщаемые между собой. В связи с этим, основываясь на β -схеме, естественно предположить, что эффективное испарение над отдельными океанами может быть определено как

$$[E_o - P_o]_p = [E_o - P_o]_M f([S_o]_p/[S_o]_M). \quad (4.15)$$

Нахождение функции f обратным методом, т. е. по известным экспериментальным данным об эффективном испарении, представляется нецелесообразным из-за ненадежности последних. Поэтому примем простое приближение

$$f([S_o]_p/[S_o]_M) = [S_o]_p/[S_o]_M + \gamma, \quad (4.16)$$

где $\gamma = 0,1$ при $[S_o]_p > [S_o]_M$ и $\gamma = -0,1$ при $[S_o]_p < [S_o]_M$.

В результате имеем следующую формулу:

$$[E_o - P_o]_p = \{([S_o]_p - S^M)/\beta\} ([S_o]_p/[S_o]_M + \gamma), \quad (4.17)$$

где β определяется из выражения (4.8).

Рис. 4.9. Внутригодовое распределение эффективного испарения (мм/мес) по акватории Атлантического (а), Тихого (б) и Индийского (в) океанов и Мирового океана в целом (г).

Точность формулы (4.17) нетрудно оценить. Для этого достаточно определить эффективное испарение для широтных зон МО в соответствии с (4.17) как $A_0^{-1} \sum_{p=1}^3 [E_o - P_o]_p A_p$ и сравнить с «истинными» оценками, полученными по β -схеме (см. табл. 4.2). Как оказалось, для большинства широтных зон погрешность состав-

Таблица 4.4

Распределение зонально осредненных годовых значений эффективного испарения $E_o - P_o$ (см) и его меридионального градиента Γ_{E-P} (см/(...°)) над отдельными океанами и Мировым океаном в целом

Зона	Атлантический океан		Тихий океан		Индийский океан		Мировой океан	
	$E_o - P_o$	Γ_{E-P}	$E_o - P_o$	Γ_{E-P}	$E_o - P_o$	Γ_{E-P}	$E_o - P_o$	Γ_{E-P}
70—60° с. ш.	—31,2		—22,5		—		—29,4	
60—50	—51,2	2,0	—40,4	1,8	—	—	—45,7	1,6
50—40	—30,2	2,1	—23,6	1,7	—	—	—26,6	1,9
40—30	40,4	7,0	30,8	5,4	—	—	35,1	6,2
30—20	103,8	6,3	78,4	4,8	121,0	—	89,1	5,4
20—10	51,7	5,2	40,0	3,8	50,4	7,1	44,7	4,4
10—0	—40,1	9,2	—32,3	7,2	—39,5	9,0	—35,2	8,0
0—10° ю. ш.	70,0	11,0	26,5	5,9	11,7	5,1	31,2	6,6
10—20	120,4	5,0	51,0	2,4	2,5	0,9	49,4	1,8
20—30	89,3	3,1	58,0	0,7	45,6	4,3	61,3	1,2
30—40	32,6	5,7	13,9	4,4	55,7	1,0	32,5	2,9
40—50	—30,5	6,3	—22,4	3,6	—22,4	7,8	—24,4	5,7
50—60	—54,3	2,4	—41,6	1,9	—58,5	3,6	—50,6	2,6
60—70	—51,7	0,3	—51,7	1,0	—45,4	1,3	—50,0	0,1
0—70° с. ш.	16,7	6,1	14,2	4,4	—	—	15,3	4,9
0—70° ю. ш.	27,3	4,8	14,1	2,8	3,1	3,4	13,8	3,0
70°с. —70° ю. ш.	22,1	5,0	14,1	3,4	4,7	4,5	14,4	3,7

ляет 1 % и только в зоне 30—20° с. ш. она достигает 20 %. Поэтому была осуществлена корректировка значений эффективного испарения, и в табл. 4.4 они уже исправлены.

Как и следовало ожидать, максимальное превышение испарения над осадками наблюдается в зоне 30—20° с. ш. Индийского океана. В этом же океане (50—60° ю. ш.) отмечается и максимальное превышение осадков над испарением. Что касается максимальных различий между океанами в пределах одной и той же широтной зоны, то они приурочены к зоне 10—20° ю. ш., где расхождение в значениях эффективного испарения между Атлантическим и Индийским океанами составляет 118 см.

Меридиональные профили значений эффективного испарения являются более изменчивыми по сравнению с аналогичными профилями испарения и осадков. Естественно, что это сказывается на значениях их меридиональных градиентов, которые в среднем

заметно выше, хотя максимальный меридиональный градиент эффективного испарения, наблюдающийся около экватора в Атлантическом океане ($G_{E-P} = 11$ см/(...°)), заметно уступает соответствующему меридиональному градиенту осадков.

Очень малы меридиональные различия в эффективном испарении над МО вблизи 60° ю. ш. ($G_{E-P} = 0,1$ см/(...°)), хотя над отдельными океанами они не являются такими уж малыми. Однако вследствие противоположно направленных изменений в эффективном испарении около 60° ю. ш. над различными океанами они почти уравнивают друг друга.

Таблица 4.5

Оценки эффективного испарения (мм/год)
для акваторий отдельных океанов
по данным различных источников

Атлантический океан	Тихий океан	Индийский океан	Источник
350	50	100	МВБ и ВРЗ [108]
374	67	170	Степанов [138]
404	—55	312	Малинин: прямой метод
221	141	47	β-схема

При осреднении значений G_{E-P} по акватории океанов самым контрастным в меридиональном направлении является Атлантический океан ($G_{E-P} = 5,0$ см/(...°)), а наименее контрастным — Тихий океан ($G_{E-P} = 3,5$ см/(...°)). Это достаточно точно соответствует результатам о степени контрастности осадков в меридиональном направлении.

Было установлено, что для всей акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов эффективное испарение составляет соответственно 221, 47 и 141 мм. Естественно, сразу же напрашивается вопрос о точности этих оценок. Однако единственное, что можно сделать в настоящее время, это сравнить данные оценки с другими результатами (табл. 4.5). Нетрудно видеть, что расхождения между приведенными в табл. 4.5 оценками эффективного испарения весьма внушительны. Особенно резко отличаются значения эффективного испарения, полученные автором непосредственно по данным об осадках и испарении. Очевидно, это прежде всего связано с характером распределения осадков по акваториям океанов. Хотя, например, вопрос о том, каким должно быть эффективное испарение над Тихим океаном — положительным или отрицательным, является принципиальным; но ответить на него вряд ли представляется возможным при современном уровне знаний о формировании пресноводного баланса.

Обратимся теперь к результатам распределения дивергенции потока водяного пара в южном полушарии, рассчитанной на основе параметрической модели. Исходными данными для этого послужили средние месячные значения температуры воды, воздуха (над континентами — значения приземной влажности воздуха),

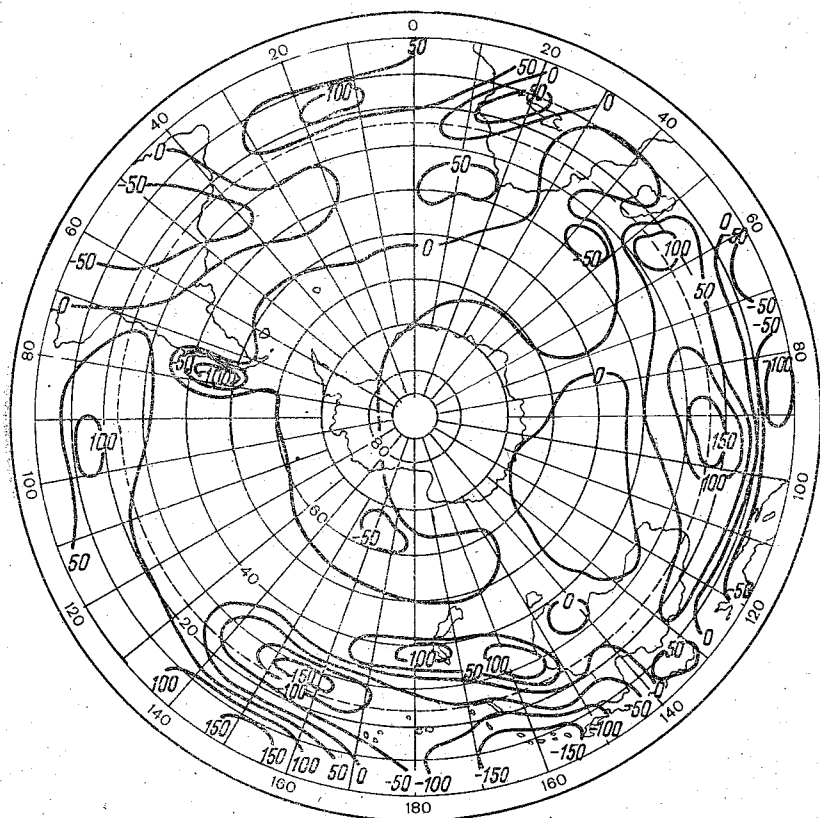


Рис. 4.11. Распределение дивергенции полного потока водяного пара для средних годовых условий над южным полушарием.

а также скорости ветра на изобарической поверхности 500 гПа в узлах 10-градусной географической сетки южного полушария.

Вначале вычислялся интегральный поток влаги по формуле (4.2) для центральных месяцев сезонов года. Затем осуществлялся расчет дивергенции потока водяного пара по формуле (1.8'), которая пригодна как для произвольной, так и для регулярной сетки точек [84].

Поле дивергенции потока водяного пара над южным полушарием для средних годовых условий приводится на рис. 4.11. Из этого рисунка видно, что в экваториальной и тропической зонах

можно выделить четыре области конвергенции потока влаги, характеризующиеся значительным превышением осадков над испарением. Самая интенсивная и обширная область конвергенции наблюдается в западном секторе Тихого океана и хорошо согласуется с расположением в этом районе в течение всего года ВЗК. Максимальное превышение осадков над испарением отмечается в экваториальной зоне в районе 180° в. д. Именно здесь почти круглый год облачные системы образуют крупные ансамбли [143].

Вторая по интенсивности область конвергенции наблюдается в экваториальной зоне над восточным и центральным районами Индийского океана и связана с деятельностью ВЗК. При этом максимальные значения конвергенции отмечаются между $80-90^\circ$ в. д. и согласуются с распределением облачности [103].

Третья по интенсивности область конвергенции расположена над Южной Америкой. Она охватывает весь Атлантический океан от экватора, включая бассейн р. Амазонки и Бразильское плоскогорье. Значения превышения осадков над испарением для указанного района неплохо согласуются с результатами, полученными Н. П. Черновой [152]. Другой максимум конвергенции находится восточнее побережья Бразилии и хорошо соответствует распределению облачной полосы и ядра максимальной повторяемости циклонов, которые именно в этом районе пересекают субтропический гребень [143].

Наконец, четвертая область конвергенции наблюдается в основном над Западной Африкой, охватывая большую часть бассейна р. Конго. Ее местоположение соответствует поясу сходимости воздушных масс Конго с восточным пассатным течением, в результате чего здесь образуется интенсивная облачность и выпадает значительное количество осадков [143].

Следовательно, по скоплению облачных масс можно, очевидно, вполне достоверно определять области конвергенции потока влаги. При длительных синхронных измерениях баланса атмосферной влаги и облачности со спутников есть основания надеяться на получение количественных зависимостей между указанными процессами. Заметим, что возможность оценки ВБА с помощью спутниковых измерений наглядно продемонстрирована в работе [213], в которой объектом изучения являлся один из циклонов в северо-восточной части Тихого океана.

В умеренных широтах максимальные значения конвергенции потока влаги наблюдаются над западным побережьем Южной Америки. Этот район в течение всего года находится под влиянием западного переноса со стороны Тихого океана, препятствием для которого являются Анды. Поэтому их наветренные западные склоны обильно увлажнены, а подветренные восточные — чрезвычайно бедны осадками.

К юго-западу от Австралии вплоть до побережья Антарктиды простирается обширная область конвергенции. Однако самая большая область конвергенции располагается в субполярных и полярных широтах. Здесь происходят постоянные встречи взаимо-

действующих масс воздуха: холодных из Антарктиды и теплых из субтропических широт. Это определяет активность атмосферных фронтов и циклонической деятельности, частоту и интенсивность штормов, большую повторяемость облачной, дождливой и ветреной погоды [9 и др.].

Что касается распределения дивергенции потока влаги, то ее наиболее значительные области располагаются в тропических и субтропических широтах севернее квазистационарных центров высокого давления. Это хорошо согласуется с районами максимального испарения и минимальной облачности. Максимальные значения дивергенции влаги наблюдаются в центральной части экваториальной зоны Тихого океана и в восточной части тропической зоны Индийского океана. В умеренных широтах область дивергенции располагается на востоке Атлантического океана около побережья Южной Африки на стыке течения Мыса Игольного и северной ветви Антарктического циркумполярного течения, где наблюдается стационарный очаг повышенного испарения [144 и др.].

При сравнении рис. 4.10 с аналогичными картами дивергенции потока водяного пара, построенными в работах [173] на основе непосредственной обработки аэрологических данных, можно отметить, что соответствие в качественном плане вполне удовлетворительное. Что касается количественных различий, то они имеют место, однако оценить, какие значения дивергенции потока влаги являются более точными, не представляется возможным.

Если же рассматривать зонально осредненные значения дивергенции потока водяного пара для южного полушария, которые приведены в табл. 1.6, то можно отметить, что они неплохо согласуются с результатами других работ [173, 193]. Только в зоне 30—40° ю. ш. оценки эффективного испарения, полученные автором, заметно превышают аналогичные оценки, основанные на аэрологических данных, но в то же время ниже большинства оценок эффективного испарения, определенных прямым методом, т. е. по разности испарения и осадков (см. табл. 1.6).

4.3. Особенности формирования водного баланса полярных областей

Гидрологические процессы в северной и южной полярных областях (СПО и ЮПО) принципиально отличаются от аналогичных процессов в других районах земного шара прежде всего тем, что ведущую роль в них начинает играть уже криосферное звено ГЦ, вследствие чего эти области практически весь год являются зонами стока водяного пара. Именно поэтому в других разделах монографии климатологический режим формирования баланса пресных вод и его составляющих в МО рассматривается без учета Северного Ледовитого океана и ЮПО.

Существуют, однако, и значительные различия в формировании водного баланса СПО и ЮПО. В СПО подстилающую поверхность составляет в основном Северный Ледовитый океан, значительную часть которого покрывает морской лед (паковый и однолетний), а также участки суши (острова), частично занятые горными ледниками. В ЮПО почти всю поверхность Антарктиды покрывает ледниковый щит, высота которого над уровнем моря сильно колеблется в пространстве. В связи с этим представляется целесообразным изучение ГЦ полярных областей раздельно друг от друга.

Северная полярная область. Поскольку СПО представляет собой сложную геофизическую систему, состоящую из всех четырех звеньев ГЦ, то, очевидно, для ее описания необходимо использовать соответствующую систему из четырех балансовых уравнений, которые могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned}\Delta W + \Delta W_w &= F_1 - F_2 + F_{w1} - F_{w2} + E - P; \\ \Delta S_0 &= F_{o1} - F_{o2} + P_o - E_o + Q_o \pm \Delta M; \\ \Delta S_i &= F_{i1} - F_{i2} + P_i - E_i \pm \Delta M; \\ \Delta S_l &= P_l - E_l + Q_l,\end{aligned}\tag{4.18}$$

где индексы «*o*», «*i*» и «*l*» относятся соответственно к океану, морскому льду и поверхности суши; ΔM — фазовые превращения за счет образования (таяния) льдов; Q_o — приток речных вод с материков; Q_l — суммарный жидкий и твердый сток с островов. Заметим, что под поверхностью суши здесь понимаются острова, включая Гренландию, которых в СПО довольно много.

Следует иметь в виду, что атмосферные осадки над сушей и морским льдом, помимо осадков, выпадающих из облаков, включают конденсационные («горизонтальные») осадки, образующиеся из инея, изморози, ледяных игл и т. п. Вклад их в «вертикальные» осадки не так уж мал, в среднем за год он составляет 8—10 % [31].

К сожалению, точность оценки составляющих водного баланса СПО до настоящего времени остается невысокой, поэтому корректное определение всех членов указанных уравнений независимыми методами при различном пространственно-временном осреднении остается наиболее важной задачей при изучении ГЦ этой области.

Обсуждение условий формирования ВБА СПО начнем с особенностей атмосферного переноса водяного пара. Для этой цели можно воспользоваться картами полного, адвективного и вихревого меридиональных потоков влаги, построенными на основе аэрологических данных за 1957—1965 гг. по 70 станциям, расположенным севернее 60° с. ш. [94].

Распределение полного меридионального потока водяного пара в январе и июле (рис. 4.12) характеризуется чередованием зон вноса и выноса влаги. Так, в январе наиболее интенсивным оча-

гом вноса влаги в Арктический бассейн является Аляска. Кроме того, положительные потоки водяного пара наблюдаются практически над всей территорией России и морем Баффина. Вынос влаги из Арктики осуществляется прежде всего над Канадой, а также над Северной Европой. По абсолютному значению потоки влаги невелики, их максимум наблюдается вблизи Исландии.

В июле интенсивность переноса в некоторых районах, особенно над Канадой и Европой, резко возрастает. Более пестрой становится картина чередования зон вноса и выноса влаги. Наиболее мощные очаги вноса водяного пара в Арктический бассейн отмечаются, с одной стороны, над Аляской и Беринговым морем, а с другой — над Скандинавией и северо-западной частью России. Самый значительный очаг выноса влаги из Арктики наблюдается над Канадой. Кроме того, отрицательные потоки влаги отмечаются над Западной Сибирью, Якутией и Гренландским морем.

Что касается средних годовых условий (рис. 4.13), то в общих чертах картина распределения меридионального переноса влаги согласуется с январской и июльской. Наиболее мощным очагом вноса влаги по-прежнему остается Аляска, а выноса — территория Канады. Помимо этого, внос влаги происходит над морями Баффина и Норвежским, а вынос — над Западной Сибирью и Гренландским морем.

Характерной особенностью в распределении переноса влаги над СПО является то, что основные очаги вноса и выноса водяного пара за счет вихревого (макротурбулентного) и адвективного (среднего) движений атмосферы практически совпадают. Поэтому естественно также ожидать соответствия очагов вноса (выноса) вихревым и полным потоками водяного пара. В среднем за год (рис. 4.14) внос влаги в Арктический бассейн за счет вихревого движения F'_y происходит над Аляской, а также почти над всей территорией России и Скандинавией. Вынос влаги из Арктики осуществляется главным образом над территорией Канады.

Несмотря на то что абсолютные значения F'_y заметно уступают F_y , при осреднении потоков влаги вдоль круга широты становится очевидным, что роль макротурбулентности в притоке водяного пара над всей полярной областью является определяющей.

Если принять в качестве границы СПО $\varphi = 70^\circ$ с. ш., то уравнение ВБА (1.12) удобно представить в следующем виде:

$$L_{70} [\overline{F_y}]|_{\varphi=70^\circ} = \int_{A_N} [P - E + \partial W / \partial t] dA_N, \quad (4.19)$$

где L_{70} — длина широтной кривой на 70° с. ш.; A_N — площадь СПО ($A_N = 15,5 \cdot 10^6$ км²). Отметим, что вследствие изрезанности береговой линии Северного Ледовитого океана, а также того, что его

Рис. 4.12. Распределение полного меридионального потока водяного пара (кг/(м·с)) над северной полярной областью в январе (а) и июле (б).

площадь ($14,7 \times 10^6$ км²) незначительно отличается от площади СПО, для изучения водного баланса этого океана с достаточной для практических целей точностью можно пользоваться уравнием (4.19).



Рис. 4.13. Распределение полного меридионального потока водяного пара (кг/(м·с)) над северной полярной областью для средних годовых условий.

Оценки притока водяного пара над СПО за счет различных видов меридионального движения, а также оценки разности «испарение минус осадки», определенные методом водного баланса по данным разных авторов, приводятся в табл. 4.6. Как видно из таблицы, различия в средних годовых значениях $E - P$, за исключением данных Баумгартнера и Рейчела [161], не столь уж значительны.

Кроме того, нетрудно видеть, что формирование ВБА в СПО осуществляется исключительно за счет нестационарного (макروتурбулентного) переноса влаги. Стационарный и средний меридиональный переносы водяного пара малы, причем последний на-

правлен в противоположную сторону от макротурбулентного потока влаги. Это означает, что за счет средней меридиональной циркуляции происходит вынос влаги за пределы СПО.

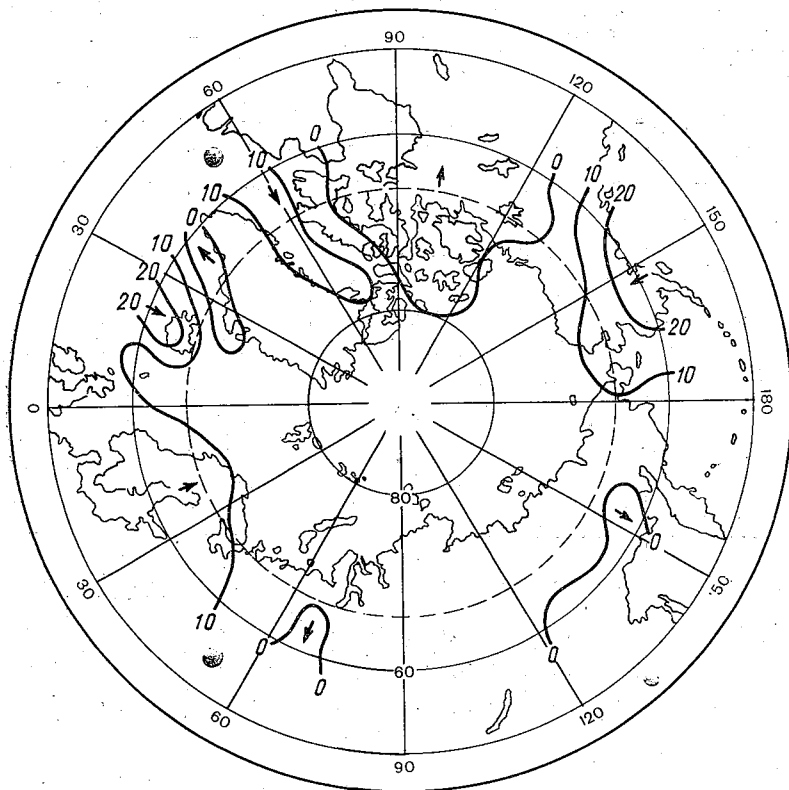


Рис. 4.14. Распределение макротурбулентного потока влаги (кг/(м·с)) над северной полярной областью для средних годовых условий.

Таблица 4.6

Дивергенция потока водяного пара за счет различных видов меридионального движения и разность «испарение минус осадки» (мм/год) над СПО для средних годовых условий

$\nabla \cdot [\tilde{F}_y]$	$\nabla \cdot [F_y^*]$	$\nabla \cdot [F_y']$	$\nabla \cdot [F_y]$	$E - P$	Источник
31	-5	-183	-157	—	Оорт, Расмуссон [187]
16	-3	-140	-127	—	Малинин, Смирнов [94]
19	-7	-128	-116	—	Пейшоту, Оорт [193]
—	—	—	—	-142	МВБ и ВРЗ [108]
—	—	—	—	-41	Баумгартнер, Рейчел [161]

Что касается сезонной изменчивости значений дивергенции полного меридионального потока водяного пара (табл. 4.7), то она имеет заметно выраженный годовой ход с максимальными значениями летом, а минимальными — зимой. Это обусловлено прежде всего сезонными изменениями осадков, которые в большинстве районов СПО достигают максимума летом [26].

Таблица 4.7

Годовой ход дивергенции потока водяного пара (мм/мес)
за счет различных видов меридионального движения над СПО

	I	II	III	IV	V	VI
$\nabla \cdot [\overline{F_y}]$	-10,1	-7,4	-9,4	-10,0	-12,0	-8,9
$\nabla \cdot [\widetilde{F_y}]$	2,7	2,0	1,9	2,3	1,7	1,0
$\nabla \cdot [\overline{F_y^*}]$	0,0	-2,4	1,4	-3,3	0,2	-2,4
$\nabla \cdot [\overline{F_y}]$	-7,4	-7,8	-7,9	-11,0	-10,5	-10,3
	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$\nabla \cdot [\overline{F_y}]$	-17,8	-17,1	-16,1	-9,6	-11,7	-10,0
$\nabla \cdot [\widetilde{F_y}]$	-0,3	-0,7	-0,1	1,3	1,7	2,4
$\nabla \cdot [\overline{F_y^*}]$	2,2	2,6	2,9	-0,6	-0,6	-0,7
$\nabla \cdot [\overline{F_y}]$	-15,9	-15,2	-13,3	-8,9	-10,6	-8,3

Из табл. 4.7 видно, что главным фактором формирования годового хода эффективного испарения является макротурбулентность циркуляции атмосферы. Вклад среднего меридионального и стационарного потоков влаги в формировании ВБА во все сезоны года незначителен.

Однако, если сезонные изменения $\nabla \cdot [\overline{F_y^*}]$ носят непериодический характер, то в распределении $\nabla \cdot [\widetilde{F_y}]$ проявляется достаточно четко выраженный годовой ход. Таким образом, и при месячном осреднении макротурбулентный перенос влаги сохраняет доминирующую роль в формировании водного баланса СПО.

К числу важных задач относится изучение межгодовых изменений ВБА над СПО. Так как перенос влаги происходит главным образом за счет циклонов и антициклонов, межгодовая изменчивость повторяемости которых в полярной области велика, то можно полагать, что межгодовые колебания F_y' должны быть также значительны. В частности, выполненный Оортом [185]

расчет межгодовых изменений дивергенции потока скрытого тепла над СПО за 1958—1963 гг. показал, что колебания эти особенно велики в зимний период и могут изменяться почти в 2 раза. Если учесть, что межгодовые колебания составляющих водного баланса в низких широтах значительно меньше по сравнению с высокими широтами, то можно полагать, что приток влаги над СПО за счет макротурбулентного движения является одним из основных механизмов формирования колебаний климата.

Обратимся теперь к уравнению водного баланса системы океан—лед—атмосфера в пределах Северного Ледовитого океана для средних годовых условий. Складывая первые три уравнения системы (4.18) и учитывая, что $F_{o2} - F_{o1}$ и $F_{i2} - F_{i1}$ представляют дивергенцию потоков водной массы $\nabla \cdot \mathbf{F}_o$ и льда $\nabla \cdot \mathbf{F}_i$ через границы Северного Ледовитого океана, получим

$$\nabla \cdot \mathbf{F} + \nabla \cdot \mathbf{F}_o + \nabla \cdot \mathbf{F}_i = Q_o + Q_i. \quad (4.20)$$

Поскольку ежегодно лед выносится из Северного Ледовитого океана, то $\nabla \cdot \mathbf{F}_i > 0$. По современным представлениям [77] величину $\nabla \cdot \mathbf{F}_i$, складывающуюся из выноса льда через Датский и Девисов проливы, можно принять равной 163 мм/год, или 2394 км³.

Наиболее трудноопределяемым компонентом в уравнении (4.20) является $\nabla \cdot \mathbf{F}_o$, для оценки которого необходимо знать водообмен в проливах, отделяющих Северный Ледовитый океан от Атлантического и Тихого. Исследование водообмена между этими океанами представляет самостоятельную задачу [117] и возможно на основе инструментальных измерений или расчетных методов. Однако, поскольку $\nabla \cdot \mathbf{F}_o$ на два порядка меньше F_{o1} и F_{o2} , корректная его оценка по гидрологическим данным практически невозможна. Поэтому для определения $\nabla \cdot \mathbf{F}_o$ можно воспользоваться уравнением (4.20), все члены которого одного порядка. Подставляя оценки различных членов в уравнение (4.20), нетрудно найти, что результирующий вынос вод из Северного Ледовитого океана ($\nabla \cdot \mathbf{F}_o > 0$) составляет 399 мм/год, или 5865 км³/год.

Из значений водообмена Северного Ледовитого океана через проливы, соединяющие его с Атлантическим и Тихим океанами, наиболее достоверной оценкой является, очевидно, средний многолетний расход воды через Берингов пролив. Если, например, принять результирующий поток воды из Тихого океана в Северный Ледовитый равным $30 \cdot 10^3$ км³ [148], то в этом случае результирующий вынос вод из Северного Ледовитого океана в Атлантический должен составлять около $36 \cdot 10^3$ км³/год.

Заметим, что формулу (4.20) целесообразно также использовать для оценки межгодовых колебаний $\nabla \cdot \mathbf{F}_o$, так как все остальные составляющие в настоящее время могут быть определены независимым путем. В связи с тем что адвекция тепла течениями играет важную роль в формировании гидрологических и климатических условий в Арктическом бассейне, естественно полагать, что межгодовые колебания $\nabla \cdot \mathbf{F}_o$ имеют важное прогностическое значение, в том числе для прогноза ледовитости арктических морей.

Южная полярная область. В настоящее время нет общепринятой точки зрения на характер льдонакопления в Антарктиде, т. е. находится ли ледниковый щит (ЛЩ) в стационарном состоянии (баланс массы равен нулю), увеличивается (баланс массы положительен) или уменьшается (баланс отрицателен). Поэтому проблема описания сезонных, межгодовых и межвековых изменений массы ЛЩ, особенно в связи с возможным потеплением климата за счет антропогенных факторов и влиянием изменений массы щита на уровень МО, безусловно, представляет очень важное значение для изучения ГГЦ.

Уравнение баланса массы ЛЩ в общем случае может быть представлено в следующем виде:

$$\Delta S_c = P_c - E_c - G \pm \Delta M, \quad (4.21)$$

где P_c — атмосферные осадки, представляющие сумму осадков, выпадающих из облаков P_{c1} , и так называемых конденсационных осадков P_{c2} , образующихся из наземных гидрометеоров (иней, изморози, ледяных игл и др.); E_c — суммарное испарение; G — полный сток с ЛЩ, складывающийся из твердого стока G_i (за счет откалывания айсбергов), жидкого стока G_d (за счет стекания жидкой воды) и снегового сноса с поверхности щита в океан G_{sn} (за счет действия стокового ветра в нижнем слое воздуха); ΔM — намерзание (таяние) края шельфовых ледников, опускающихся в море.

Как следует из результатов различных исследований [1, 66, 70 и др.], вертикальные осадки и твердый (айсберговый) сток играют определяющую роль в формировании баланса массы ЛЩ и его изменений во времени. Остальные же компоненты уравнения (4.21) меньше, по крайней мере на порядок. Поэтому с достаточной для решения многих практических задач точностью уравнение (4.21) можно представить как

$$\Delta S_c = P_{c1} - G_i.$$

Следует отметить, что точность определения приходной и расходной составляющих бюджета массы ЛЩ резко различается. Так, по мнению В. Г. Аверьянова и Е. С. Короткевича [1], погрешность определения квазиравномерного накопления снега на поверхности ЛЩ составляет $\pm 15-20\%$, в то время как погрешность оценки случайного откалывания айсбергов от шельфовых ледников может составлять $\pm 100\%$. Именно поэтому недостоверность оценок откалывания айсбергов является основной причиной неопределенности взглядов на характер изменений массы ЛЩ.

Очевидно, лишь создание системы «айсбергового» мониторинга на основе спутниковых наблюдений может позволить получить более надежные оценки расхода айсбергов. Однако даже в этом случае определение тенденции современного оледенения, по мнению некоторых исследователей, вряд ли возможно. Так, В. Г. Аверьянов и Е. С. Короткевич полагают, что даже самый точный учет прихода и расхода массы льда прямыми измерениями

пока что может быть осуществлен лишь за несколько десятилетий, тогда как период климатически обусловленных колебаний антарктического наземного ледникового покрова по теоретическим расчетам исчисляется тысячелетиями.

Что касается оценки аккумуляции ЛЩ, то она непосредственно может быть получена из уравнения ВБА, причем в данном случае практически нет необходимости учитывать суммарное испарение и изменения ВА, значения которых находятся в пределах погрешности расчета дивергенции потока водяного пара.

Первой в этом направлении, по-видимому, является работа [204], в которой по данным ежедневных выпусков радиозондов с 10 станций, расположенных на побережье Антарктиды, рассчитано количество водяного пара, переносимого через параллель 72° ю. по направлению к полюсу в течение 1958 г. Несмотря на малое число станций, полученный результат оказался близким к значению ледникового стока, вычисленному Рубином на основе гляциологических наблюдений, что позволило ему сделать вывод о равновесном состоянии массы льда.

Затем особенности меридионального переноса водяного пара через береговую линию, определенного по данным тех же 10 аэрологических станций, рассматривались в работе [162]. Получен ряд важных методических выводов, в том числе о том, что рассчитанный без учета дополнительной информации в слое между поверхностью земли и поверхностью 850 гПа полный меридиональный поток влаги может оказаться направленным противоположно действительному переносу влаги.

Рассмотрим особенности формирования переноса влаги над Антарктидой, основываясь на картах, построенных автором, и на результатах работ [173, 193].

Зональные потоки водяного пара, направленные с запада на восток, сплошным кольцом охватывают Антарктиду. Однако непосредственно у побережья Антарктиды происходит торможение воздушных масс у ЛЩ, вследствие чего нулевая изолиния зонального переноса влаги очень близко повторяет конфигурацию побережья. Подобная картина наблюдается в течение всего года, меняется лишь интенсивность зонального переноса, которая увеличивается от зимы к лету.

Меридиональный перенос для средних годовых условий характеризуется чередованием зон вноса и выноса влаги, причем зоны вноса занимают обширные территории: тихоокеанский сектор от 70° до 150° з. д., индийский сектор от 30° до 120° в. д., атлантический сектор от 20° до 70° з. д. Зоны выноса влаги отмечаются над морем Росса и между Африкой и Антарктидой в зоне 20° з.— 30° в. д. и связаны с районами низкой циклонической активности. Сезонная миграция зон вноса и выноса влаги не очень значительна. Максимальные потоки наблюдаются в тихоокеанском секторе.

Оценка притока водяного пара над ЮПО за счет различных видов меридионального движения, а также оценки осадконакопле-

ния на ЛШ, определенные различными способами, приводятся в табл. 4.8. Нетрудно видеть, что оценки притока влаги над Антарктидой, полученные в работе [210] и основанные на использовании аэрологических данных за Международный геофизический год, являются явно недостоверными, ибо дивергенция полного потока водяного пара не может быть положительной.

Что касается других результатов, то прежде всего отметим, что оценки результирующего притока водяного пара намного

Таблица 4.8

Дивергенция потока водяного пара за счет различных видов меридионального движения над ЮПО и осадконакопление ледникового щита (мм/год) для средних годовых условий

$\nabla \cdot [\tilde{F}_y]$	$\nabla \cdot [\overline{F}_y^*]$	$\nabla \cdot [\overline{F}_y']$	$\nabla \cdot [\overline{F}_y]$	P_c	Источник
71	-12	-39	20	—	Старр и др. [210]
—	—	—	-102	—	Ховарт [173]
12	-5	-89	-82	—	Пейшоту, Оорт [193]
8	-15	—	—	—	Малинин
—	—	—	—	177	МВБ и ВРЗ [108]
—	—	—	—	143	Котляков и др. [70]
—	—	—	—	155	Баумгартнер, Рейчел [161]

уступают по абсолютному значению количеству выпавших над Антарктидой осадков. Данное обстоятельство становится понятным, если учесть, что при больших скоростях приземного ветра (>20 м/с) запуск радиозонда в условиях Антарктиды представляет большую сложность и обычно не производится. Однако именно такие ситуации характерны для прохождения глубоких циклонов, приносящих с собой большое количество водяного пара. Так, например, по данным Бромвича [162], неучет по этой причине только трех зондирований за месяц может более чем в 2 раза уменьшить значение меридионального потока влаги. Естественно, что это должно привести к занижению вихревого потока водяного пара и как следствие к занижению результирующего притока влаги в атмосфере над Антарктидой.

Если исходить из оценок осадков полученных методом водного баланса, то приток влаги в атмосфере над ЮПО за счет стационарных вихрей должен составлять 160—170 мм/год, что значительно выше по сравнению с СПО. При этом, вероятно, особенно важную роль в формировании ВБА играют сравнительно редкие, но мощные циклоны.

Кроме того, если основываться на данных автора, то в ЮПО, в отличие от СПО, наблюдается более значительный вклад стационарных вихрей по сравнению со средней меридиональной циркуляцией в результирующий приток влаги. Это представляется вполне достоверным, так как большая изрезанность береговой

линии материка, крайне неравномерная высота ледникового покрова над уровнем моря, термические контрасты между поверхностью моря и материком вдоль 70° ю. ш. создают весьма благоприятные условия для формирования переноса влаги стационарными вихрями.

Впрочем, следует иметь в виду, что результаты, полученные Пейшоту и Оортом, не согласуются с предложенной здесь точкой зрения о роли стационарного потока водяного пара. Это неудивительно, ибо при очень малой плотности сети аэрологических станций (особенно в западном секторе Антарктиды) погрешности оце-

нок таких малых членов, как $\overline{[F_y^*]}$ и $\overline{[F_y]}$, могут быть одного порядка с их значением.

Однако, несмотря на это, результаты Пейшоту, Оорта и автора относительно характера средней меридиональной циркуляции, которая, как и в СПО, выносит водяной пар за пределы ЮПО, оказались достаточно близкими. Действительно, схема формирования средней меридиональной циркуляции такова [82], что в слое 600—50 гПа наблюдается приток масс воздуха внутрь континента, опускание их над ледниковым куполом и отток воздуха с континента в слое земля—600 гПа. Если учесть, что содержание влаги в атмосфере быстро убывает с высотой, то вынос водяного пара за пределы ЮПО в системе средней меридиональной циркуляции вряд ли может вызывать сомнения.

4.4. Пресноводный баланс и водообмен океанов

Исходя из формулы (1.3), запишем уравнение водного баланса океана для произвольного объема, ограниченного сверху поверхностью раздела с атмосферой, а снизу — дном океана, в следующем виде:

$$\Delta S_o + F_{o1} - F_{o2} + P_* - E_* = 0, \quad (4.22)$$

где ΔS_o — изменение водной массы во времени; F_{o1} и F_{o2} — соответственно приход и расход воды через вертикальные границы объема за счет морских течений и макротурбулентного обмена; P_* — приток пресных вод через поверхность океана с осадками P_o , материковым стоком Q и за счет таяния морских льдов M_- ; E_* — расход вод через поверхность океана за счет испарения E_o и образования морских льдов M_+ .

Естественно, что для открытого океана вне полярных районов $\Delta S_o = 0$, $Q = 0$, $M_- = 0$, $M_+ = 0$. Тогда

$$F_{o1} - F_{o2} = E_o - P_o. \quad (4.23)$$

Однако уравнение (4.23) малоинформативно для открытого океана, поскольку разность $F_{o1} - F_{o2}$, по крайней мере на 2—3 порядка, меньше самих значений F_{o1} и F_{o2} и, по существу, не может быть надежно определена гидрологическими методами. Поэтому обычно уравнение водного баланса используется для какого-либо

океана в целом или для его отдельных частей, имеющих вид полузамкнутых бассейнов (Средиземное и Красное моря, Персидский залив и др.). В этом случае применяется либо полное уравнение (4.22), либо уравнение (4.23) с учетом речного стока, причем F_{o1} и F_{o2} приобретают смысл результирующего водообмена через проливы.

Если уравнение (4.22) проинтегрировать по всей акватории МО, то для годового периода имеем

$$\int_M (E_o - P_o) dM - Q_{rgl} - Q_{ugl} - Q_{igl} = 0, \quad (4.24)$$

где Q_{rgl} — глобальный приток в МО речных (поверхностных) вод; Q_{ugl} — глобальный приток подземных вод, минуя русла рек; Q_{igl} — ледниковый сток, состоящий из айсбергового стока.

Таблица 4.9

Пресноводный баланс для различных океанов

Океан	Прямой метод		β-схема	
	мм	10 ³ км ³	мм	10 ³ км ³
Атлантический	149	13,7	4	0,4
Тихий	—134	—23,9	27	4,8
Индийский	219	16,7	3	0,2
Северный	—399	—5,9	—399	—5,9
Ледовитый				

Уравнение (4.24) отражает баланс пресных вод в МО. При переходе к более коротким периодам времени в уравнении (4.24) уже необходимо учитывать эффекты таяния и образования морского льда. Заметим также, что точность оценки отдельных слагаемых в (4.24) весьма различна. Так, погрешность определения Q_{ugl} и Q_{igl} , вообще говоря, не поддается количественному учету. Однако, учитывая, что абсолютные значения Q_{ugl} и Q_{igl} не превосходят нескольких процентов от Q_{rgl} , то даже значительные погрешности в их определении не могут оказать сколько-нибудь заметного влияния на точность оценки глобального материкового стока.

Рассмотрим особенности формирования водообмена между отдельными океанами. С этой целью обратимся к табл. 4.9, в которой представлены значения пресноводного баланса для различных океанов, причем данные по материковому стоку были взяты из работы [108], а оценки пресноводного баланса для Северного Ледовитого океана заимствованы из п. 4.3. При этом в расчетах учитывался вынос морского льда в водном эквиваленте из Северного Ледовитого в Атлантический океан, а также айсберговый сток с шельфовых ледников Антарктиды.

Как видно из табл. 4.9, согласно β -схеме результирующий приток пресных вод в наиболее крупных океанах (Атлантическом, Индийском и Тихом) хотя и положителен (испарение превышает сумму выпавших осадков и материкового стока), но очень мал. Благодаря тому что в Северном Ледовитом океане происходит обратный процесс, осуществляется компенсация потоков пресных вод для МО в целом. Поэтому, несмотря на сравнительно небольшие размеры, Северный Ледовитый океан должен играть, очевидно, очень важную роль как регулятор перераспределения пресных вод между океанами. Заметим также, что невязка, характеризующая суммарную погрешность расчетов, оказалась небольшой ($1,5 \cdot 10^3 \text{ км}^3$).

Иные выводы могут быть сделаны, если рассматривать результаты оценок пресноводного баланса, полученные прямым методом. Во-первых, на порядок больше сами значения результирующего потока пресных вод, а во-вторых, в Тихом океане он является отрицательным, т. е. сумма осадков и материкового стока превышает испарение. Это соответствует более ранним исследованиям [30, 108, 138 и др.], в которых эффективное испарение также определялось прямым методом. С другой стороны, результаты, полученные прямым методом, как уже указывалось в п. 3.2, не отвечают заданным критериям точности расчета эффективного испарения. Поэтому будем надеяться, что, несмотря на очень низкую точность определения в настоящее время пресноводного баланса отдельных океанов, полученные расхождения в результатах послужат стимулом для дальнейших исследований по данной проблеме.

Для того чтобы определить значения результирующего водообмена через проливы между отдельными океанами, воспользуемся оценками водообмена через Берингов пролив и прол. Дрейка. Как уже указывалось выше, из Тихого океана в Северный Ледовитый переносится $30 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ воды [148]. Более сложной представляется задача определения результирующего притока воды из Тихого океана в Атлантический через прол. Дрейка. Проанализировав все имеющиеся оценки, Э. И. Сараханян и Н. П. Смирнов [127] пришли к выводу, что он составляет 125—130 Св ($1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$) и колеблется в пределах 110—140 Св.

Таким образом, из Северного Ледовитого и Тихого океанов в Атлантический поступает соответственно 36 тыс. и 3942 тыс. км^3 воды. С учетом оценки результирующего влагообмена через поверхность из Атлантического океана в Индийский должно поступать 3978 тыс. км^3 воды. Так как пресноводный бюджет в Индийском океане близок к нулю, то примерно такая же масса воды будет переноситься в Тихий океан. В основном именно в Тихом океане через испарение расходуется избыток пресных вод, накапливающийся в Северном Ледовитом океане.

Заметим также, что водообмен между океанами на 1—3 порядка превышает результирующий влагообмен через поверхность. Именно поэтому большие различия в оценках пресноводного бюд-

жета, обусловленные разными методами их определения, очень мало сказываются на значениях результирующего водообмена между океанами.

Значительный интерес представляет определение меридионального переноса пресной воды в океанах. Для этой цели, например, может быть использовано уравнение (4.22), в котором F_{o1} и F_{o2} будут означать полный меридиональный поток пресной воды через широты φ_1 и φ_2 . Эффективное испарение в пределах некоторой широтной зоны $\Delta\varphi_j$, исходя из уравнения ВБА для этой зоны, записывается как

$$A_{oj} [E_o - P_o] = A_j [\overline{\nabla \cdot F_y}] - A_{lj} [E_l - P_l].$$

Тогда уравнение (4.22) для стационарных условий примет вид

$$A_{oj} [F_{o1} - F_{o2}] = A_j [\overline{\nabla \cdot F_y}] - A_{lj} [E_l - P_l] - [Q_j]. \quad (4.25)$$

Отсюда видно, что меридиональный перенос пресной воды в МО определяется меридиональным переносом водяного пара в атмосфере за вычетом абсолютного увлажнения поверхности суши и материкового стока в океан в пределах рассматриваемой широтной зоны.

Задавая, например, в качестве граничного условия на северном полюсе $F_{o1} = 0$, из уравнения (4.25) нетрудно получить распределение меридиональных потоков пресной воды в МО. Примем в качестве значений дивергенции потока водяного пара данные Пейшоту и Оорта [193], а в качестве значений осадков, суммарного испарения с поверхности суши и материкового стока — данные работы [108].

В табл. 4.10 приводятся оценки полного меридионального потока пресной воды в МО, полученные на основе уравнений (4.22) (схема I) и (4.25) (схема II). В качестве граничного условия был принят поток пресной воды на 70° с. ш., который, согласно п. 4.3, с учетом айсбергового стока с Гренландии составляет $7 \cdot 10^3$ км³. Как следует из табл. 4.10, обе расчетные схемы показывают очень хорошее соответствие в северном полушарии. Здесь поток пресной воды на всех широтах, исключая 10° , направлен к экватору, причем максимальное его значение наблюдается между 40 и 30° с. ш.

На экваторе поток пресной воды в океане направлен в южное полушарие, а его значение очень хорошо согласуется с переносом водяного пара в атмосфере, направленным, наоборот, в северное полушарие и составляющим примерно $8 \cdot 10^3$ км³/год.

Что касается южного полушария, то здесь в оценках потоков пресной воды наблюдается значительное расхождение, достигающее максимума на 40° ю. ш. В ЮПО поток пресной воды на 70° ю. ш. по схеме I составляет $4,8 \cdot 10^3$ км³/год, а по схеме II равен $0,4 \cdot 10^3$ км³/год. В действительности, исходя из оценок айсбергового стока [70, 108], поток пресной воды на указанной широте должен быть около $2 \cdot 10^3$ км³/год. Таким образом, невязка, характеризующая точность вычислений, в первом случае составляет $2,8 \cdot 10^3$ км³/год, а во втором случае — $2,4 \cdot 10^3$ км³/год.

В связи с этим было принято решение произвести коррекцию значений потоков пресной воды. В схеме I корректировались значения эффективного испарения во всех широтных зонах, а в схе-

Таблица 4.10

Оценка полного меридионального потока пресной воды в Мировом океане ($10^3 \text{ км}^3/\text{год}$) (в скобках даны откорректированные значения)

Широта	Схема I: уравнение (4.22)	Схема II: уравнение (4.25)	Среднее
70° с.	-7,0	-7,0	-7,0
60	-11,2 (-11,4)	-11,3	-11,3
50	-18,6 (-19,0)	-16,3	-17,6
40	-25,9 (-26,5)	-20,5	-23,5
30	-22,6 (-23,4)	-22,3	-22,8
20	-2,1 (-3,1)	-4,9	-4,0
10	8,3 (7,1)	6,0	6,5
0	-6,3 (-7,7)	-8,1	-7,9
10° ю.	-8,0 (-9,6)	-17,2 (-17,0)	-13,3
20	4,5 (2,7)	-3,7 (-2,7)	0
30	22,8 (20,8)	8,4 (9,6)	15,2
40	32,0 (29,8)	12,4 (13,8)	21,8
50	25,0 (22,6)	8,8 (10,4)	16,5
60	11,9 (9,3)	3,0 (4,9)	7,1
70	4,8 (2,0)	-0,4 (2,0)	2,0

ме II — значения дивергенции потока водяного пара только в южном полушарии. Откорректированные значения потоков пресной воды представлены в табл. 4.10 в скобках.

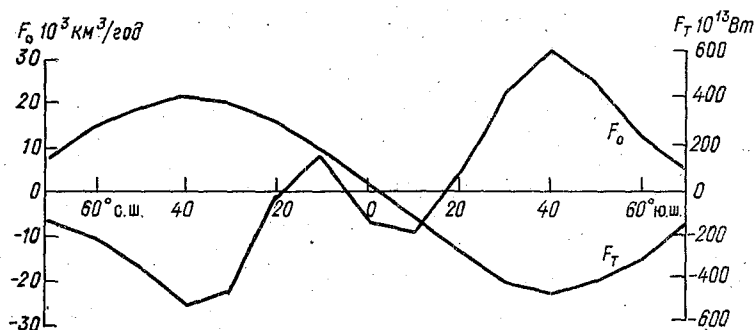


Рис. 4.15. Сравнение зонально осредненных полных потоков пресной воды F_0 и тепла F_T в Мировом океане.

Поскольку, вообще говоря, нет особых оснований считать какую-либо из расчетных схем более надежной, то было выполнено осреднение откорректированных значений потоков пресной воды. Интересно произвести сопоставление их со значениями полного меридионального потока тепла в МО. В частности, для этой цели использованы данные о потоках тепла, полученные Хастенрасом

[172]. Из результатов сопоставления (рис. 4.15) видно, что на большей части акватории МО потоки тепла и пресной воды имеют противоположное направление, причем их максимумы отмечаются на одной и той же широте (40°) в обоих полушариях.

Исключение составляет экваториальная зона, где деятельность ВЗК существенно сказывается на изменении характера меридионального распределения потоков пресной воды, но в то же время практически не влияет на распределение меридионального переноса тепла.

4.5. Распределение источников и стоков термохалинной циркуляции

Ветровая и термохалинная циркуляции дают основной вклад в формирование реально наблюдаемой общей циркуляции океана. Термохалинная (плотностная) циркуляция, как известно, обусловлена процессами тепло- и влагообмена через поверхность океана, которые приводят к горизонтальной неоднородности и, следовательно, к движению водных масс. Другими словами, при охлаждении (нагревании) или осолонении (распреснении) поверхностных вод происходит их уплотнение (понижение плотности), в результате чего возникает поток плавучести, являющийся источником движения океанских вод.

Поток плавучести I можно представить в следующем виде [44]:

$$I = c^{-1} g \alpha^* (LE_* + H_o - R_o) + g \beta^* (E_* - P_*) S_o, \quad (4.26)$$

где c — удельная теплоемкость морской воды; $\alpha^* = -\rho^{-1} \partial \rho / \partial T$ — коэффициент термического расширения морской воды на поверхности; $\beta^* = \rho^{-1} \partial \rho / \partial S$ — коэффициент соленостного «сжатия» морской воды. В формуле (4.26) не учитываются эффекты нагревания (охлаждения) морской поверхности за счет различий с температурой выпавших осадков.

Если все члены (4.26) разделить на $-g$, то получим так называемый эффективный (вертикальный) поток массы на поверхности океана

$$M_o = c^{-1} \alpha^* (R_o - H_o - LE_*) + \beta^* (P_* - E_*) S_o. \quad (4.27)$$

Заметим, что впервые формула (4.27) без учета β^* была предложена А. С. Монинным [111] и широко использовалась им в последующих работах.

Из (4.27) видно, что испарение увеличивает вертикальный поток массы двумя путями, а именно за счет охлаждения и осолонения. Первый из этих эффектов больше другого на множитель $\alpha^* L / c \beta^* S_o$, который при некоторых средних климатических условиях на поверхности океана равен примерно 4. Отсюда следует, что разность температур дает в общем случае больший вклад в формирование потока массы, чем разность солености. Однако

имеются районы, где вклад соленостного фактора по крайней мере не меньше температурного (например, полярные области).

Те районы, в которых $M_o < 0$ и, следовательно, поверхностные воды уплотняются и опускаются вниз, являются источниками термохалинной циркуляции. Стоками термохалинной циркуляции служат такие районы, в которых стратификация поверхностного слоя является устойчивой, в результате чего $M_o > 0$.

Второе слагаемое в (4.27) непосредственно характеризует вертикальный поток солей. Действительно,

$$[\overline{S'\omega'}]_{z=0} = (S_o/\rho_w)(P_o - E_o),$$

т. е. вертикальный поток солей на поверхности океана определяется лишь эффективным испарением. Это позволяет воедино связать водный баланс атмосферы с солевым балансом океана

$$[\overline{S'\omega'}]_{z=0} = (S_o/\rho_w)(-\nabla \cdot \mathbf{F} - \partial W/\partial t),$$

что существенно расширяет возможности совместного анализа атмосферного и океанического звеньев ГЦ.

Карта распределения вертикального потока массы по акватории МО для стационарных условий приводится в работе [2]. Однако, учитывая, что в данной работе использовались исходные данные (R_o , H_o , E_o , P_o), относящиеся к периоду 1950—1960 гг., вычисленные по ним значения M_o носят сугубо ориентировочный характер.

Поскольку в последние годы были получены более надежные (основанные на более совершенных методах расчета и значительно большем объеме гидрометеорологических наблюдений) результаты оценок составляющих теплового и водного балансов поверхности океана, то стало возможным построение новой более точной карты вертикального потока массы [88]. При построении карты особое внимание уделялось выполнению глобальных законов сохранения тепла и влаги, так как при интегрировании формулы (4.27) по акватории МО в целом должно выполняться условие $\int_M M_o dM = 0$.

Из распределения годовых значений M_o (рис. 4.16) следует, что источниками термохалинной циркуляции являются обширные акватории умеренных и высоких широт обоих полушарий, однако интенсивность вертикального потока массы в северном полушарии, особенно в районах теплых течений Гольфстрима и Куро시오, в 2—3 раза выше, чем в южном полушарии. Нетрудно сделать вывод, что наиболее интенсивные области источников термохалинной циркуляции приурочены к энергоактивным зонам МО, причем максимальный отрицательный поток массы наблюдается в энергоактивной зоне Куро시오. Очевидно, еще более значительной окажется роль энергоактивных зон как основных источников термохалинной циркуляции, если вместо годовых значений МО рассматривать потоки массы лишь за холодный период года.

Стоком термохалинной циркуляции является практически вся экваториальная зона МО. Положительные значения M_0 обусловлены распреснением поверхностных вод вследствие выпадения здесь большого количества осадков, образованных деятельностью ВЗК. Кроме того, пояс из положительных значений потоков массы отмечается вдоль западных берегов континентов, что также может быть объяснено преобладающей ролью осадков, обусловленных увеличением конвективных движений в атмосфере на границе раздела океан—суша.

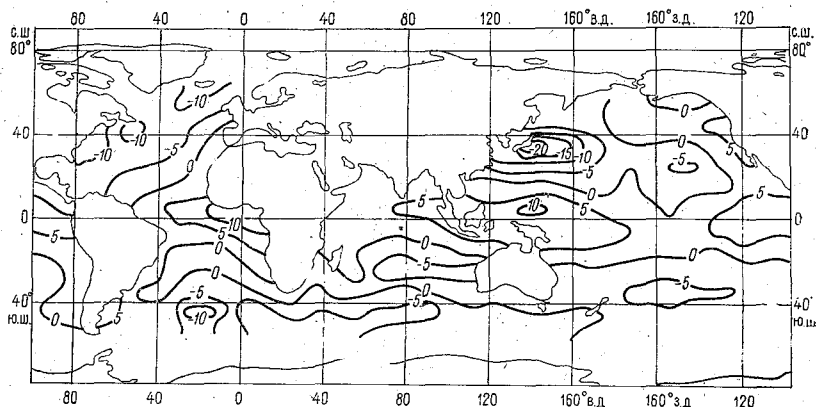


Рис. 4.16. Распределение средних годовых значений вертикального потока массы ($\text{г}/(\text{см}^2 \cdot \text{год})$) на поверхности Мирового океана.

Близкие результаты были получены по независимым данным в работе [59], в которой построена годовая карта вертикального потока массы на поверхности северной части Атлантического океана. Источниками термохалинной циркуляции также являются энергоактивные зоны, а ее стоками — экваториальная зона и районы, примыкающие к побережью Африки и Европы.

Если обратиться к распределению средних широтных значений потока массы (табл. 4.11), то северное полушарие, исключая экваториальную зону, является источником термохалинной циркуляции. При этом основной вклад в формирование поля плотности в умеренных и высоких широтах вносит термический фактор [первое слагаемое формулы (4.27)], и лишь в тропической зоне преобладающим является соленостной фактор [второе слагаемое формулы (4.27)].

Областью стока термохалинной циркуляции служит зона $10^\circ \text{ с.} - 20^\circ \text{ ю. ш.}$, в которой радиационный приток тепла к поверхности океана достигает максимальных значений. Что касается происхождения положительного потока массы на $40-60^\circ \text{ ю. ш.}$, то можно отметить следующее. Прежде всего в указанной зоне наблюдаются значительно меньшие по сравнению с аналогичной зоной северного полушария значения испарения и турбулентного

Таблица 4.11

Распределение зонально осредненного вертикального потока массы ($\text{г/см}^2 \cdot \text{год}$)
на поверхности океана

Зона, ...	Северное полушарие			Южное полушарие		
	M_0	Первое слагаемое формулы (4.27)	Второе слагаемое формулы (4.27)	M_0	Первое слагаемое формулы (4.27)	Второе слагаемое формулы (4.27)
70—60	—7,9	—8,5	0,6	—	—	—
60—50	—3,8	—5,3	1,5	1,3	—0,4	1,7
50—40	2,0	—3,3	1,3	3,1	2,3	0,8
40—30	—5,8	—4,5	—1,3	—1,1	0,1	—1,2
30—20	—3,7	—0,2	—3,5	—2,5	—0,2	—2,3
20—10	—0,5	0,9	—1,4	1,0	2,6	—1,6
10—0	6,0	4,9	1,1	5,5	6,4	—0,9

потока тепла. Вследствие этого их сумма в зоне 40—50° ю. ш. меньше радиационного притока тепла, что вызывает нагревание поверхностных слоев океана. В зоне 50—60° ю. ш. основной вклад в формирование положительного потока массы вносит солёностной фактор, поскольку количество выпадающих здесь осадков существенно превышает испарение.

ГЛАВА 5

РАИОНИРОВАНИЕ МИРОВОГО ОКЕАНА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ВЛАГООБМЕНА

5.1. Методика районирования

Районирование — это территориальная классификация, направленная на выделение некоторых однородных (естественных) районов по признаку их сходства. Это означает, что объекты, находящиеся в одном и том же районе, должны быть близки между собой и отличаться от объектов других районов. При этом понятие однородности основывается на предположении, что геометрическая близость двух или нескольких классов (районов) означает близость их физических состояний, их сходство [3].

Классификация может быть целевой (специальной) и комплексной (универсальной). В случае целевой классификации исходные признаки задаются заранее. В данной работе будем рассматривать районирование МО по характеру формирования меридиональной и внутригодовой изменчивости характеристик влагообмена.

Естественно, что при такой постановке вопроса данное районирование можно рассматривать как составную часть физико-географического районирования МО. К настоящему времени выполнено большое число таких районирований (Шотт, Дитрих, Д. В. Богданов, О. К. Леонтьев, С. В. Калесник и др.), которые заметно отличаются друг от друга. Не останавливаясь на их анализе, отметим только, что основными причинами этих отличий являются расхождения как в выборе комплекса исходных признаков, так и в методике районирования.

В связи с этим необходимо хотя бы вкратце остановиться на алгоритме классификации, используемом в данной работе. В общем случае задачу районирования целесообразно рассматривать [39] в виде нескольких последовательных этапов:

- а) выбор исходной системы признаков;
- б) снижение размерности признакового пространства;
- в) выбор меры сходства, алгоритма классификации и оценка ее качества;
- г) районирование результатов классификации.

Вследствие целевого характера классификации первый этап ее очевиден. Исходными данными послужили матрицы характеристик влагообмена (испарение, осадки, эффективное испарение,

влажностное содержание атмосферы) размером $M \times N$, где M — число месяцев в году ($M = 12$); N — число 10-градусных широтных зон МО ($N = 14$).

Снижение размерности признакового пространства является составной частью задачи классификации, причем особенно актуальным оно оказывается в том случае, когда матрица имеет большой размер. Главная цель подобного преобразования состоит в максимальном сжатии информации об объектах при минимизации потерь и искажений. Эффективными способами сжатия информации являются, например, методы главных компонент (МГК) и факторного анализа (МФА).

Оба метода позволяют разделить информацию об исходном поле признаков на линейно-независимые составляющие с существенно различной дисперсией. При этом, отбрасывая составляющие с малой дисперсией, мы тем самым отфильтровываем мелко-масштабные шумы, что имеет большое значение для успешной классификации. Достоинством данных методов является также то, что они одновременно производят «взвешивание» признаков, придавая больший вес тем из них, которые обладают большей дисперсией. Наконец, важно и то, что проецирование исходной совокупности объектов в пространство меньшей размерности, натянутое на первые главные компоненты, наименее искажает ее геометрическую конфигурацию.

Заметим, что использование МГК и МФА для многих гидрометеорологических процессов (полей) с хорошо выраженным годовым ходом даёт, как правило, высокую сходимость. Обычно уже первые два компонента (фактора) описывают основную или даже подавляющую часть суммарной дисперсии. В этом случае первый фактор обычно хорошо интерпретируется как «центр тяжести» внутригодовых колебаний (математическое ожидание), а второй фактор — как изменчивость внутригодовых колебаний (стандартное отклонение). Применительно к нашей задаче, где в качестве объектов служат широтные зоны, первый фактор должен характеризовать межширотную (меридиональную) изменчивость исходных данных.

Сказанное проиллюстрируем следующим примером. Матрица зонально осредненных значений $[\alpha_T]$ в 10-градусных зонах над отдельными океанами размером 12×34 была подвергнута разложению по методике классического факторного анализа [151]. Результаты разложения показали, что суммарный вклад первых двух факторов составляет 92 % общей дисперсии. Сопоставление первого фактора, описывающего 47 % дисперсии, со средними годовыми значениями $\tilde{x}_{\alpha_T}$, а второго фактора — со стандартными отклонениями σ_{α_T} свидетельствует о высокой корреляции между ними ($r_{\Phi_1, \tilde{x}} = 0,90$; $r_{\Phi_2, \sigma} = 0,88$). Это, по существу, означает, что классификация может выполняться непосредственно в пространстве $\tilde{x}$ и σ без предварительного применения МГК или МФА. Естественно, что это значительно упрощает процедуру классификации.

Очевидно, сформулированная выше задача адекватна алгоритмам кластерного анализа, или, другими словами, методам автоматической классификации. Как правило, они основаны на процедуре самообучения, которой свойственно то, что число классов не задается заранее, а находится в процессе решения задачи.

К настоящему времени накоплено значительное число алгоритмов автоматической классификации [3, 133]. Наибольшее распространение в гидрометеорологии получили эвристические алгоритмы, основанные на выделении в многомерном пространстве компактных групп точек в виде неких геометрических образов. Эвристические алгоритмы обычно достаточно просты, легко реализуются на ЭВМ и обладают сравнительно высокой эффективностью. В данной работе использован получивший широкую известность алгоритм кратчайшей связывающей сети (кратчайший незамкнутый путь).

Суть этого алгоритма состоит в построении сети отрезков, соединяющих исследуемые объекты в пространстве признаков в единую сеть таким образом, чтобы ее суммарная длина была бы минимальной. Отсюда следует, что должно выполняться следующее условие:

$$\sum_{j=1}^{m-1} D(x_j, x_{j+1}) \rightarrow \min,$$

где m — число объектов; $D(x_j, x_{j+1})$ — расстояние между парой объектов. Для оценки расстояния используется обычная евклидова метрика, характеризующая степень сходства (близости) между объектами в геометрическом пространстве признаков и имеющая следующий вид:

$$D(x_j, x_{j+1}) = \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_{ij} - x_{i,j+1})^2},$$

где n — число признаков ($n = 2$).

В результате построения кратчайшей связывающей сети мы получаем некоторую последовательность звеньев с различной длиной. «Разрубая» звено с максимальной длиной, получим разбиение исходного множества на два класса; если «разрушим» следующее звено, получим три класса и т. д. Возникает вопрос: какое из разбиений будет наилучшим (оптимальным)? Чтобы это определить, обычно используются те или иные функционалы качества классификации. При использовании метрических показателей сходства целесообразно рассматривать такой критерий качества, который бы достигал максимума при среднем минимальном внутриклассовом расстоянии и среднем максимальном межклассовом расстоянии.

Если принять среднее внутриклассовое расстояние в виде

$$I_{\text{вк}} = \frac{1}{m-k} \sum_{j=1}^{m-k} D(x_j, x_{j+1}),$$

а среднее межклассовое расстояние как

$$I_{\text{МК}} = \frac{1}{k-1} \sum_{j=1}^{k-1} D(x_j, x_{j+1}),$$

где k — число классов, то критерий качества классификации будет иметь вид

$$I_{\text{ОПТ}} = I_{\text{МК}} - I_{\text{ВК}} \rightarrow \max. \quad (5.1)$$

Итак, разбиение считается оптимальным, когда на определенном шаге значение $I_{\text{ОПТ}}$ достигает максимума. Разумеется, классификация может быть успешной лишь в том случае, если выполняется гипотеза компактности точек в пространстве признаков. При однородном распределении объектов классификация теряет смысл.

Наконец, последний этап — это районирование объектов (широтных зон), или, другими словами, перенесение результатов классификации в пространственные географические координаты. Заметим, что число районов может быть больше числа выделенных классов, если в один класс входят районы, не имеющие общей границы.

5.2. Результаты районирования

Прежде всего рассмотрим районирование МО в целом по характеру межширотной и внутригодовой изменчивости ВА. На рис. 5.1 приводится кратчайшая связывающая сеть $[W]$ в координатах x_W

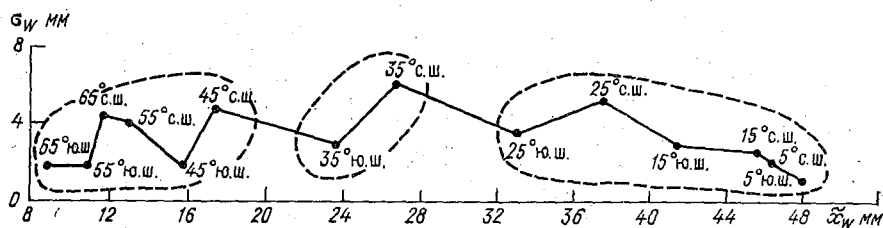


Рис. 5.1. Кратчайшая связывающая сеть (классы обозначены пунктиром). значений влагосодержания атмосферы над Мировым океаном в пространстве x_W и σ_W .

и σ_W . Заметим, что оптимальным в смысле критерия (5.1) является разбиение поля ВА на три класса. Однако при перенесении результатов классификации на карту оказалось, что трем классам соответствует пять квазиоднородных районов.

Самый обширный район образуют экваториальные и тропические широты (30° с. — 30° ю. ш.). С севера и с юга к нему при- мыкает субтропический пояс высокого давления, составляющий один класс, но два разных района ($40-30^\circ$ с. и $40-30^\circ$ ю. ш.).

Также один класс, но два различных района образуют умеренные и высокие широты обоих полушарий ($70-40^\circ$ с. и $70-40^\circ$ ю. ш.). Нетрудно видеть, что выполненное районирование поля ВА оказывается полностью симметричным относительно экватора. Следует отметить также то обстоятельство, что главную роль в формировании классов ВА играет механизм его межширотной измен-

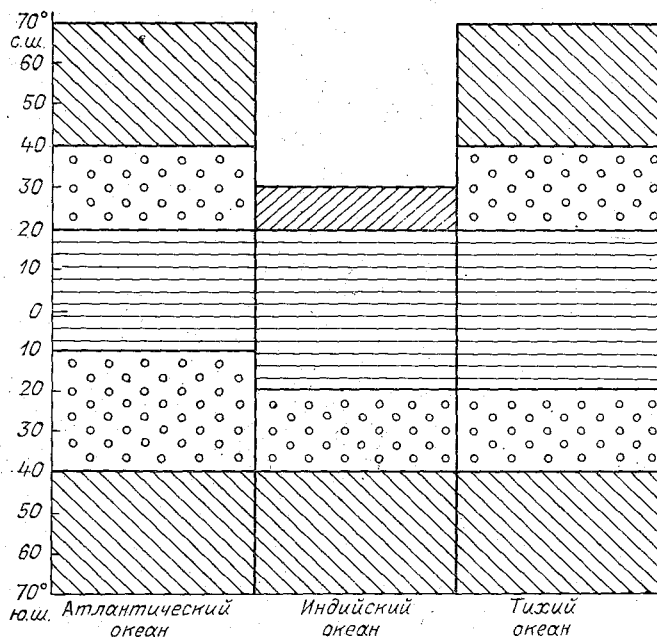


Рис. 5.2. Районирование океанов по межширотной и внутригодовой изменчивости влагосодержания атмосферы.

чивости, в то время как механизм внутригодовой изменчивости ВА (σ_w) не оказывает практически никакого влияния на формирование квазиоднородных районов.

Кроме того, было выполнено районирование по ВА для отдельных океанов (рис. 5.2). Как видно из рис. 5.2, основное отличие от районирования МО заключается в выделении дополнительного четвертого класса (зона $30-20^\circ$ ю. ш. Индийского океана), формирование которого обусловлено значительной внутригодовой изменчивостью ВА из-за высокой муссонной активности атмосферы в данном районе.

Обратимся теперь к результатам районирования испарения. На рис. 5.3 представлена кратчайшая связывающая сеть зонально осредненных значений испарения для МО в целом. В соответствии с критерием оптимальности (5.1) вся совокупность точек разделяется на четыре класса, которым соответствует пять квазиодно-

родных районов: 70—60, 60—40 и 40—30° с. ш., 30° с. — 40° ю. ш., 40—60° ю. ш.

Заметим, что, в отличие от районирования по ВА, роль обоих признаков ($\bar{x}_E$ и σ_E) в формировании классов примерно одинакова. Если, например, в разделении широтных зон 60—40 и 40—30° с. ш. решающее значение принадлежит межширотной изменчивости [согласно табл. 3.2 меридиональный градиент вблизи

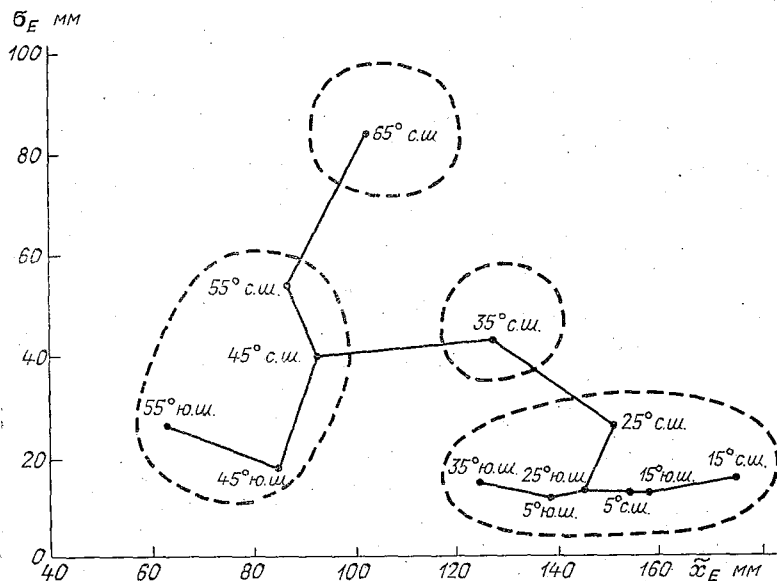


Рис. 5.3. Кратчайшая связывающая сеть (классы обозначены пунктиром) значений испарения с акватории Мирового океана в пространстве $\bar{x}_E$ и σ_E .

40° с. ш. составляет 4,2 см/(...°)], то в разделении зон 70—60 и 60—40° с. ш. основную роль играет уже механизм формирования годового хода испарения.

Районирование отдельных океанов по испарению существенно отличается от районирования МО. Как следует из рис. 5.4, всего выделено шесть классов (восемь районов), причем произошли не только количественные, но и качественные изменения. Менее всего «пострадали» квазиоднородные районы 30° с. — 40° ю. ш. и 40—60° ю. ш., где дополнительно выделилось по одной 10-градусной зоне (соответственно 30—40° ю. ш. в Индийском океане и 40—50° ю. ш. в Тихом). В обоих случаях основным механизмом формирования данных классов служит межширотная изменчивость испарения.

Остальные районы оказались практически полностью перекроенными. Это связано с тем, что региональные различия в формировании испарения в Атлантическом и Тихом океанах именно

в умеренных и высоких широтах северного полушария особенно значительны.

Районирование МО по количеству осадков вследствие его высокой внутригодовой и межширотной изменчивости и неоднородности оказывается более сложным. Так, оптимальным в смысле критерия (5.1) является разбиение всей совокупности точек на два класса: один класс — экваториальная зона ($0-10^\circ$ с. ш.),

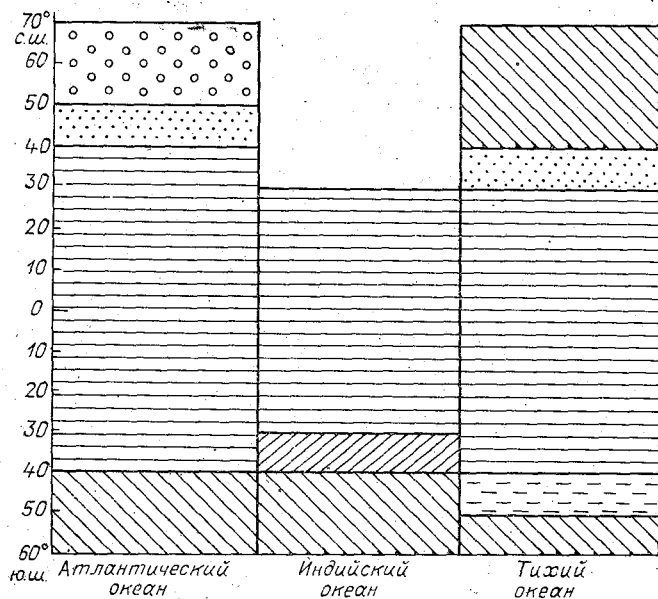


Рис. 5.4. Районирование океанов по межширотной и внутригодовой изменчивости испарения.

другой — все остальные зоны МО. Причина такого деления заключается в резко отличающемся от других зон среднем годовом количестве осадков, выпадающих в зоне $0-10^\circ$ с. ш. Назовем полученную классификацию классификацией первого уровня.

В связи с тем что второй из указанных классов весьма велик и объединяет достаточно разнородные зоны, было принято решение выполнить повторную классификацию. В результате дополнительно получено три класса (рис. 5.5), причем два из них состоят лишь из одной зоны ($10-20^\circ$ с. и $0-10^\circ$ ю. ш.), а третий класс включает все оставшиеся зоны МО. В данном случае главной причиной разбиения на указанные классы является уже внутригодовая изменчивость осадков. Полученная таким образом классификация представляет классификацию второго уровня.

И наконец, процедура классификации была осуществлена в третий раз, в результате чего получено еще два класса. Оказалось, что между этими двумя классами имеется определенное

отличие. Один из них обладает территориальной целостностью и поэтому образует один район (10—60° ю. ш.). Зато другой класс является территориально разобленным. В связи с этим было

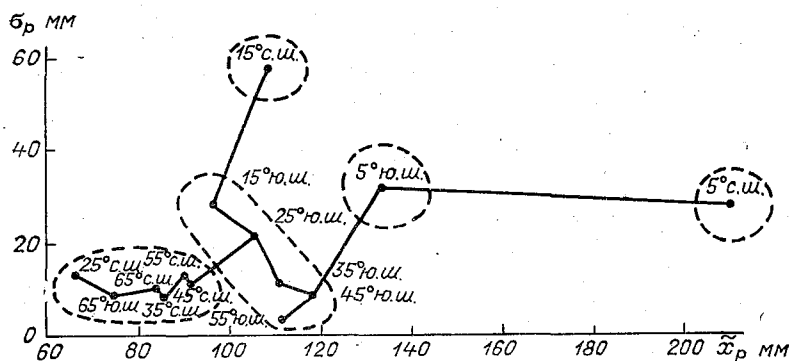


Рис. 5.5. Кратчайшая связывающая сеть (классы обозначены пунктиром) количества осадков над Мировым океаном в пространстве $\bar{X}_p$ и $\bar{B}_p$.

выделено два района: 20—70° с. и 60—70° ю. ш. (рис. 5.6). Итак, классификация третьего уровня содержит шесть районов, однако при этом сохраняется их неравнозначность.

Зона	Уровень		
	первый	второй	третий
70—60° с.ш.			○ ○ ○ ○
60—50			○ ○ ○ ○
50—40			○ ○ ○ ○
40—30			○ ○ ○ ○
30—20			○ ○ ○ ○
20—10			○ ○ ○ ○
10—0	● ● ● ● ● ● ● ●	● ● ● ● ● ● ● ●	● ● ● ● ● ● ● ●
0—10° ю.ш.			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
10—20			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
20—30			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
30—40			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
40—50			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
50—60			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○
60—70			○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○

Рис. 5.6. Районирование Мирового океана по межширотной и внутригодовой изменчивости осадков.

Таким образом, в общем случае мы имеем иерархическую классификацию. Естественно, что главной является классификация первого уровня, описывающая наиболее крупномасштабные особенности изменчивости осадков в пространстве и во времени. С возрастанием порядкового номера классификации степень различия между классами уменьшается.

При районировании МО по эффективному испарению было получено четыре класса (рис. 5.7), причем в их формировании

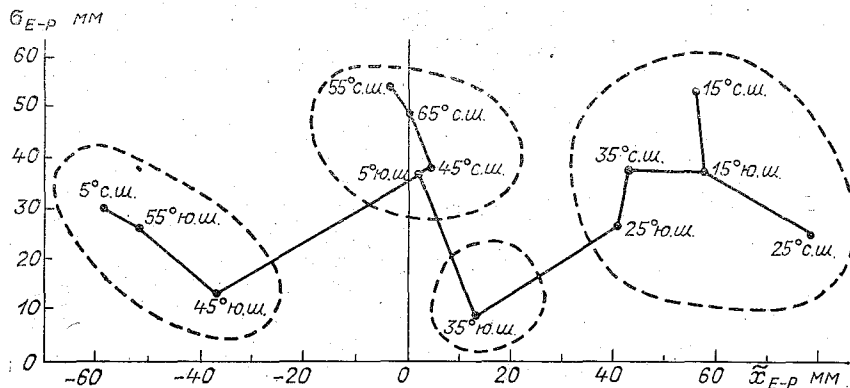


Рис. 5.7. Кратчайшая связывающая сеть (классы обозначены пунктиром) значений эффективного испарения над Мировым океаном в пространстве $\bar{x}_{E-P}$ и σ_{E-P} .

роль обоих признаков примерно одинакова. Так как в эти классы вошли широтные зоны, не имеющие друг с другом общих границ, то при перенесении результатов классификации на карту по формальным соображениям следовало бы выделить семь квазиоднородных районов: 70—40, 40—10 и 0—10° с. ш., 0—10, 0—30, 30—40 и 40—60° ю. ш. Однако в действительности район 40—10° с. ш. вряд ли можно считать однородным, поскольку внутриклассовое расстояние в пространстве признаков от зоны 30—20° с. ш. до зон 40—30 и 20—10° с. ш. оказывается даже больше некоторых межклассовых расстояний (см. рис. 5.7).

В связи с этим район 40—10° с. ш. следует разделить на однородные подрайоны: 40—30, 30—20 и 20—10° с. ш. Таким образом, по характеру межширотных и внутригодовых колебаний эффективного испарения в МО выделяются четыре класса, которые в свою очередь образуют девять однородных районов. Заметим, что данное районирование по сравнению с результатами районирования испарения и осадков может считаться практически независимым, так как отражает целый ряд закономерностей в распределении эффективного испарения, не проявляющихся в полях испарения и осадков.

Что касается районирования отдельных океанов по характеристикам эффективного испарения и осадков, то общая картина

становится еще более пестрой. Так, например, в Атлантическом океане выделяется семь классов эффективного испарения, которым соответствует 10 квазиоднородных районов. Если исключить зоны 70—50° с. ш. и 60—40° ю. ш., то все остальные 10-градусные зоны составляют самостоятельные районы.

В заключение подчеркнем, что районирование МО и отдельных океанов по межширотной и внутригодовой изменчивости характеристик влагообмена отражает лишь наиболее общие особенности их пространственно-временной структуры и в этом смысле дополняет результаты и выводы, полученные в предыдущих разделах.

ГЛАВА 6

УРОВЕНЬ КАСПИЙСКОГО МОРЯ КАК ИНДИКАТОР КРУПНОМАСШТАБНОГО ВЛАГООБМЕНА В СИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА — СУША

6.1. Генезис межгодовой изменчивости уровня моря

Каспийское море, представляющее собой крупнейший бессточный водоем планеты, имеет исключительно важное значение как с точки зрения выяснения его роли в глобальном водообмене, так и в чисто практическом плане. Действительно, значительные межгодовые колебания уровня моря за исторический период, чередование длительных серий его понижения и повышения приводят к тому, что и водная экосистема, и народнохозяйственный комплекс данного региона вынуждены приспосабливаться к резко изменяющемуся уровенному режиму.

В текущем столетии размах колебаний уровня составил 3,2 м, причем можно выделить два устойчивых периода с резкими изменениями уровня: 1930—1938 гг., когда он понизился на 1,75 м и с 1978 г. по настоящее время, когда уровень, наоборот, повысился на 1,7 м. Однако колебания уровня в XX в. отнюдь не относятся к числу выдающихся событий в истории Каспия. Как следует из результатов работы [35], в которой на основе палеоклиматических реконструкций восстановлен ход уровня по десятилетиям с начала нашей эры (рис. 6.1), наименьшая отметка уровня отмечалась в середине V в. (—34,5 м), а наивысшая — в начале нашей эры (—22,5 м). В результате полный размах колебаний составляет 12 м.

Из рис. 6.1 видно, что в изменениях уровня отмечаются достаточно длительные периоды времени, в течение которых они являются относительно однородными. В результате всю совокупность данных можно разбить на три класса: первый — период с монотонным ростом уровня, второй — период с монотонным падением уровня и третий — период со стоянием уровня, т. е. когда его изменения находятся в пределах 1 м. Очевидно, выделенные классы удобно назвать естественными климатическими периодами (ЕКП).

Анализ данного временного ряда позволил выделить 38 ЕКП, из них по 15 ЕКП с монотонным падением и ростом уровня и 8 ЕКП со стоянием уровня. В табл. 6.1 приводятся различные па-

раметры ЕКП. Так, средняя продолжительность периодов роста и падения уровня почти одинакова и немногим превышает 50 лет. Средние скорости роста и падения уровня также почти не отличаются друг от друга. Минимальная продолжительность ЕКП

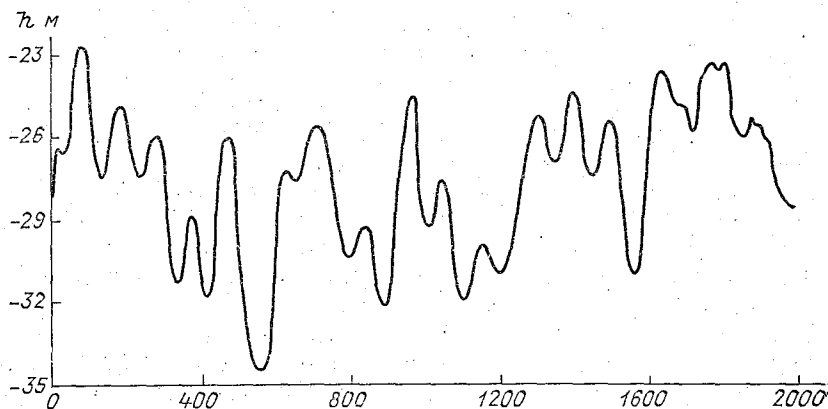


Рис. 6.1. Временная изменчивость осредненного по десятилетиям уровня Каспийского моря с начала нашей эры по данным [35].

составляет 40 лет. Из табл. 6.1 следует, что в колебаниях уровня проявляется нерегулярная цикличность, период которой составляет в среднем ~ 110 лет. Обнаружение данной цикличности традиционными методами (например, спектральным анализом) вы-

Таблица 6.1

Характеристики естественных климатических периодов с начала нашей эры по данным [35]

Ход уровня	Число ЕКП	Средняя продолжительность ЕКП, лет	Максимальная продолжительность ЕКП, лет	Минимальная продолжительность ЕКП, лет	Градиент, см/год	Максимальный градиент, см/год	Минимальный градиент, см/год
Рост	15	53	100	40	6,32	11,5	2,6
Падение	15	54	80	40	6,68	11,2	2,4
Стояние	8	46	60	40	1,61	2,2	0,8

зывает затруднения из-за непостоянства периода, амплитуды, а также присутствия во временном ряду длительных промежутков со стоянием уровня.

Очевидно, причины временных колебаний уровня обусловлены прежде всего колебаниями климата, воздействие которого на уровень проявляется главным образом через соответствующие изменения компонентов водного баланса моря (ВБМ). При этом

увеличение приходной части (речной сток, осадки) повышает уровень, а увеличение расходной части (испарение, сток в зал. Кара-Богаз-Гол) — понижает его.

Указанные компоненты водного баланса естественно рассматривать как первое звено в генезисе (происхождении) межгодовой изменчивости уровня. В связи с этим принципиально важным представляется изучение всей цепочки причинно-следственных связей от климатообразующих факторов до колебаний уровня моря. Так как Каспийское море представляет собой элемент ГГЦ, который, в свою очередь, является важнейшей составной частью климатической системы, то проблему генезиса колебаний уровня будем рассматривать только с гидрологических позиций. При этом будем исходить из основополагающего принципа единства и взаимосвязи природных вод, который позволяет осуществить описание причинно-следственных связей в терминах составляющих влаго- и водообмена.

Рассмотрим гидрологическую систему «Каспийское море», под которой будем понимать собственно море, его водосборный бассейн и атмосферу над ними. Тогда уравнения водного баланса этой гидрологической системы для годового периода можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \partial S_6 / \partial t + Q_6 + U_6 &= P_6 - E_6; \\ \partial W_6 / \partial t + \oint_{L_6} F_n dL &= E_6 - P_6; \\ \partial W_m / \partial t + \oint_{L_m} F_n dL &= E_m - P_m; \\ \partial V / \partial t - Q_6 - U_6 &= P_m - E_m, \end{aligned} \tag{6.1}$$

где S_6 — суммарные запасы поверхностных и подземных вод в пределах водосборного бассейна; Q_6 и U_6 — соответственно приток поверхностных и подземных вод в море; P_6 и E_6 — соответственно количество выпавших осадков и испарение с поверхности водосборного бассейна; W_6 и W_m — влагосодержание атмосферы над бассейном и морем соответственно; F_n — вертикально-интегрированный полный поток водяного пара, нормальный к контуру, аппроксимирующему бассейн L_6 и море L_m ; V — полезный объем моря; P_m и E_m — соответственно осадки и испарение с акватории моря, включая зал. Кара-Богаз-Гол.

Первое уравнение этой системы описывает изменения водного баланса в пределах водосборного бассейна моря, т. е. представляет наземную ветвь ГЦ. Здесь наиболее точно определяемой величиной является Q_6 , для оценки которого используются гидрометрические данные. При этом случайная погрешность определения Q_6 , очевидно, вряд ли превышает несколько процентов. Межгодовые изменения притока подземных вод, как правило, не учитываются, поскольку он составляет около 1 % от Q_6 [58]. Наи-

более трудноопределяемой величиной является $\partial S_6/\partial t$, точность вычисления которой практически не поддается количественной оценке.

Второе и третье уравнения системы (6.1) описывают атмосферную ветвь ГЦ над бассейном и морем. Что касается четвертого уравнения, то оно представляет морскую ветвь ГЦ. Наиболее точно определяемыми здесь величинами являются внутригодовые изменения объема $\partial V/\partial t$ и Q_6 , случайная погрешность которых примерно одинакова.

Остановимся вначале на анализе последнего уравнения системы (6.1). Изменения $\partial V/\partial t$ практически полностью определяют межгодовые колебания уровня моря. Действительно, зная начальное (на начало первого года) положение уровня и распределение ΔV за n лет, нетрудно рассчитать распределение среднего годового уровня на n лет. Используя морфометрические характеристики, полученные Р. В. Николаевой и принимая $V = a_0 + a_1 h + a_2 h^2$, имеем

$$\partial V/\partial t = a_1 \partial h/\partial t + a_2 (\partial h^2/\partial t) = (\partial h/\partial t) (a_1 + 2a_2 \bar{h}), \quad (6.2)$$

где $\bar{h}$ — средний годовой уровень моря. Из формулы (6.2) видно, что для оценки $\partial V/\partial t$ необходимо знать уровень в конце и начале года. Анализ срочных уровенных данных показал, что при периоде осреднения $\tau = 8$ сут вклад локальных факторов (сгонно-нагонные колебания, сейши и т. п.) в формирование $\partial h/\partial t$ оказывается пренебрежительно малым по сравнению с воднобалансовыми (климатическими) факторами.

Поскольку использование срочной информации по уровню при расчетах ΔV за длительный ряд лет затруднительно, был осуществлен переход к средним месячным данным с исключением эффекта локальных факторов по следующей формуле:

$$\Delta h_{\text{ист}} = \begin{cases} 60,1 [1 - \exp(-0,02 \Delta h_{\text{на5л}})], & \Delta h_{\text{на5л}} \geq 0; \\ -48,5 [1 - \exp(0,037 \Delta h_{\text{набл}})], & \Delta h_{\text{на5л}} \leq 0, \end{cases} \quad (6.3)$$

где $\Delta h_{\text{набл}}$ — наблюдаемая разность между декабрьскими и январскими значениями уровня календарного года по четырем станциям (Баку, Махачкала, Форт-Шевченко и Красноводск). Корреляционное отношение, характеризующее степень точности нелинейных зависимостей, оказалось равным 0,97.

Использование зависимости (6.3) позволило рассчитать ΔV с 1921 г., а с учетом результатов работы [72] восстановить до 1890 г. Как показало сравнение оценок Q_6 , полученных разными авторами [8, 43, 69, 123, 130, 156], они мало отличаются друг от друга, поэтому было нетрудно сформировать ряд межгодовых значений Q_6 с 1890 г. Это позволило по замыканию уравнения водного баланса определить эффективное испарение, т. е. разность между испарением и осадками. Кроме того, использовались ряды испарения и осадков с 1925 г., заимствованные соответственно из работ [8, 43, 79, 119, 130] и [8, 43, 47, 69, 130].

Прежде всего остановимся на анализе невязок уравнения ВБМ, которые были вычислены при независимом определении всех его составляющих (в качестве испарения и осадков использовались данные ГОИНа) за 60-летний период (1930—1989 гг.). Как следует из рис. 6.2, хотя в отдельные годы невязки являются весьма значительными (например, в 1944 г. невязка превысила количество осадков), однако их распределение носит преимущественно случайный характер. Поэтому с увеличением периода осреднения

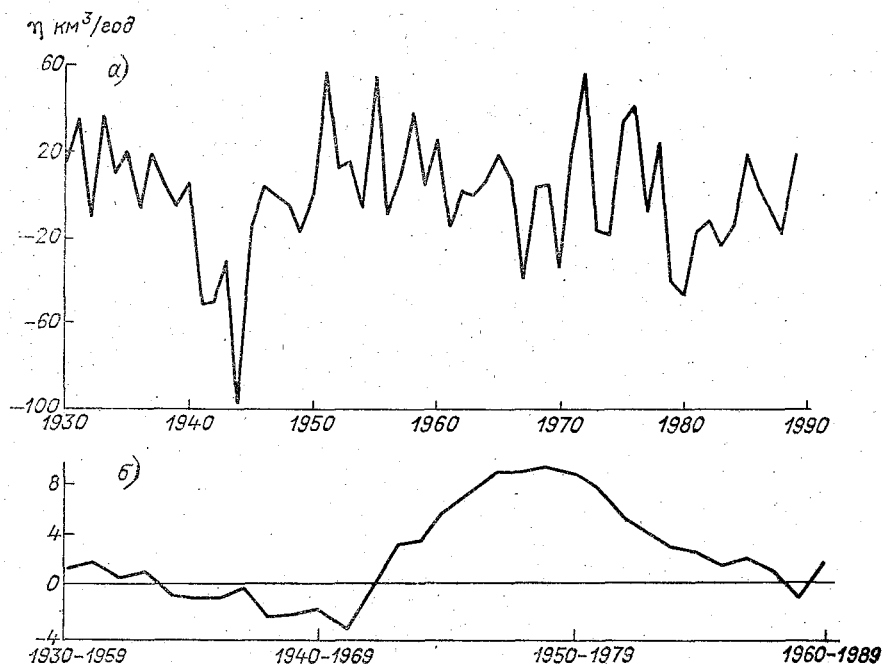


Рис. 6.2. Распределение невязок η уравнения водного баланса моря за период 1930—1989 гг.

а — межгодовой ход невязок; б — скользящие средние по 30-летиям значения невязок.

Основные статистические характеристики (км^3) и коэффициенты корреляции

ЕКП, годы	Q_B		Q_6		ΔV	
	$\bar{x}$	σ	$\bar{x}$	σ	$\bar{x}$	σ
1890—1929	247,3	47,1	305,3	51,0	0,9	59,9
1930—1977	222,6	36,5	276,1	39,9	-20,1	54,4
1978—1990	265,0	36,5	302,4	37,0	45,3	46,4
1890—1990	237,5	43,6	290,7	46,3	-3,4	56,5

значения невязок быстро уменьшаются. При осреднении за 30 лет (см. рис. 6.2) невязки в основном не превышают 3—4 км³/год, что в пересчете на уровень составляет около 1 см/год. Исключение составляет 8-летняя серия (с 1945—1974 по 1953—1982 гг.), когда невязки оказались существенно выше. Кроме того, распределение 30-летних скользящих невязок уже не является случайным. Однако при осреднении за 60 лет суммарная невязка составляет всего лишь 0,5 км³/год.

Отметим также, что в периоды интенсивного повышения или понижения уровня, т. е. когда его межгодовые изменения проявляются наиболее ярко, невязка баланса, как правило, уменьшается. В периоды стояния уровня, напротив, невязка увеличивается.

Таким образом, анализ невязок уравнения ВБМ является дополнительным подтверждением того, что межгодовые изменения уровня обусловлены преимущественно климатическими факторами, в то время как все другие факторы являются малыми либо имеют разнонаправленный характер, вследствие чего их суммарный эффект близок к нулю.

Известно, что в межгодовом ходе уровня не проявляется каких-либо строгих периодичностей. Поэтому ограничимся лишь обсуждением ЕКП за интервал инструментальных наблюдений уровня. 37-й ЕКП от начала нашей эры характеризуется стоянием уровня и продолжительность его составляет 60 лет (1870—1929 гг.). Следующий 38-й ЕКП (1930—1977 гг.) сопровождается почти монотонным падением уровня, а начавшийся 39-й ЕКП (с 1978 г.) — наоборот, таким же монотонным подъемом уровня. В табл. 6.2 приводятся статистические характеристики компонентов водного баланса для указанных ЕКП. Нетрудно видеть, что главной причиной падения уровня в 1930—1977 гг. является уменьшение притока речных вод, в то время как подъем уровня после 1977 г. зависит уже в равной степени от стока и эффективного испарения.

Если рассматривать структуру колебаний уровня моря и составляющих водного баланса, то они являются существенно различными. Это связано с тем, что сигнал, поступающий в море в виде межгодовых изменений компонентов водного баланса, гасится, с одной стороны, вследствие разнонаправленности колеба-

Таблица 6.2

между компонентами водного баланса для ЕКП и за 100-летний период в целом

$E_{эф} = E - P$		r_{Q_B, Q_6}	$r_{Q_B, \Delta V}$	$r_{Q_B, E_{эф}}$	$r_{Q_6, \Delta V}$	$r_{Q_6, E_{эф}}$	$r_{\Delta V, E_{эф}}$
$\bar{x}$	σ						
283,4	39,3	0,98	0,77	0,10	0,78	0,11	-0,52
278,8	34,8	0,96	0,78	-0,09	0,81	-0,09	-0,62
255,2	29,8	0,98	0,77	0,01	0,77	0,01	-0,63
281,6	37,1	0,96	0,79	-0,06	0,78	0,02	-0,61

ний эффективного испарения и речного стока (корреляция между этими характеристиками по данным табл. 6.2 отсутствует), а с другой — из-за саморегулирующих свойств водоема, обусловленных его бессточностью. Саморегулирующие свойства водоема, как известно, проявляются через переменную площадь зеркала моря, которая при колебаниях уровня стремится вернуть его в некоторое среднее положение.

Можно также отметить, что основной вклад в изменчивость ΔV вносит зона формирования стока р. Волги. Действительно, как видно из табл. 6.2, коэффициент корреляции между ΔV и Q_B не опускается ниже 0,77. Учитывая также, что ΔV формируется за счет данного и частично предшествующего года, имеем

$$\Delta V_i = a_0 + a_1 Q_{B_i} + a_2 Q_{B_{i-1}}. \quad (6.4)$$

Параметры этой зависимости почти не меняются при переходе от одного естественного периода к другому. Так, коэффициент множественной корреляции составляет $R = 0,80-0,82$, а стандартная погрешность расчета ΔV равна $\sigma_{\Delta V} = 30-34 \text{ км}^3$. Если в формуле (6.4) перейти от ΔV к Δh , то точность этой зависимости оказывается еще выше ($R = 0,83-0,85$). Это связано с тем, что площадь моря имеет достаточно выраженную трендовую составляющую, обусловленную изменениями уровня и практически не коррелирует с речным стоком. Таким образом, основные причины межгодовой изменчивости ΔV необходимо искать в факторах формирования стока в бассейне Волги.

Исходя из приоритета климатических факторов в формировании стока в крупных бассейнах, можно принять, что сток от начала половодья до начала следующего половодья Q_{B_n} определяется предшествующим увлажнением [87], т. е.

$$Q_{B_n} = f \left\{ \sum_i^x (P_B - E_B)_i \right\},$$

где x — число месяцев, предшествующих началу половодья. Заметим, что формирование увлажнения в теплый и холодный периоды принципиально отличается, причем в холодный период $P_B \gg E_B$. Учитывая также почти линейную статистическую связь между Q_{B_n} и годовым календарным стоком Q_B , имеем

$$Q_B = f \left\{ \sum_i^{x_1} P_{B_i}, \sum_i^{x_2} (P_B - E_B)_i \right\}, \quad (6.5)$$

где x_1 и x_2 — соответственно продолжительность холодного и теплого периодов.

Зависимость (6.5) носит прогностический характер. Некоторые результаты ее использования для этой цели приводятся в работах [95, 132].

Подставляя (6.5) в (6.4), получим

$$\Delta V_i = f \left\{ \sum_l^{x_1} P_{B_l(i-1)}, \sum_l^{x_2} U_{l(i-2)}, \sum_l^{x_1} P_{B_l(i-2)}, \sum_l^{x_2} U_{l(i-2)} \right\}, \quad (6.6)$$

где $U = P_B - E_B$. Из уравнения (6.6) следует, что изменения объема моря в i -м году определяются увлажнением в бассейне Волги за предшествующие два года.

Возвращаясь к анализу системы (6.1) и складывая все уравнения этой системы, получим

$$\partial V / \partial t = - \oint_{L_c} F_n dL - \partial S_6 / \partial t - \partial W_{6m} / \partial t, \quad (6.7)$$

где L_c — суммарный контур, аппроксимирующий площадь гидрологической системы; $W_{6m} = W_6 + W_m$. Из (6.7) видно, что годовое приращение объема моря определяется разностью между притоком и оттоком атмосферной влаги через боковые грани контура гидрологической системы за вычетом внутригодовых изменений запасов влаги в почвогрунтах, снежном покрове и атмосфере.

Таким образом, изменения уровня бессточного водоема могут описываться не только уравнениями его водного баланса, но и уравнением водного баланса системы море—атмосфера—литосфера, т. е. гидрологической системы «Каспийское море». В этом случае компоненты ВБМ (Q_6 , P_m , E_m) оказываются внутренними параметрами, в то время как горизонтальный перенос водяного пара в атмосфере и запасы влаги в атмосфере и в пределах водосборного бассейна являются внешними параметрами.

Естественно, что роль внешних параметров в формировании уровня моря неодинакова. Так как атмосфера, с одной стороны, обладает малой инерционностью, а с другой — ее влагозапас именно зимой является минимальным, то без большой погрешности можно принять $\partial W_{6m} / \partial t \rightarrow 0$ [73, 132].

Значительно сложнее обстоит дело с оценкой члена $\partial S_6 / \partial t$, тем более, что водосборный бассейн расположен в различных климатических зонах, значительно отличающихся характером формирования увлажнения. Однако с учетом результатов табл. 6.2 можно, очевидно, для приближенных оценок ограничиться рассмотрением бассейна Волги до Самары, выше которой сосредоточена практически вся приточность. Это означает, что $\partial S_6 / \partial t \approx \partial S_B / \partial t$, где S_B — суммарные влагозапасы в бассейне Волги.

Представим величину S_B как $S_B = S_0 + S_a + S_u$, где S_0 , S_a , S_u — соответственно запасы влаги на поверхности суши, в зоне аэрации и в водоносных слоях. Если исходить из формальных соображений, то мы должны оценить разность между значениями S_B в конце и начале календарного года. Учитывая, что в зимний период наиболее значительный вклад в S_B вносит S_0 и что испарение со снежного покрова мало, можно приближенно принять $\partial S_B / \partial t \approx \partial S_0 / \partial t \approx \partial P_B / \partial t$.

Сопоставление межгодового хода внутригодовых изменений осадков в бассейне Волги, представляющих разность их за де-

кабрь и январь (ΔP_{XII-I}) (рис. 6.3), с ΔV показывает, что какая-либо связь между ними отсутствует. Это обусловлено тем, что январские и декабрьские влагозапасы в пределах одного календарного года участвуют в формировании весеннего половодья двух различных лет.

Очевидно, что с физической точки зрения более правильно оценивать разность запасов влаги в конце и начале гидрологического года. поскольку, с одной стороны, именно в этот период

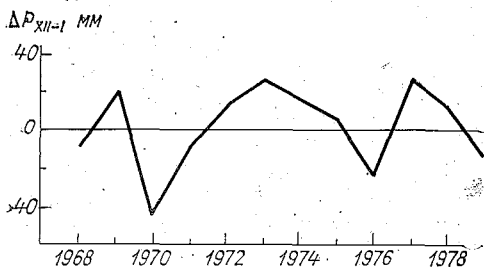


Рис. 6.3. Межгодовой ход внутригодовых изменений осадков в бассейне Волги.

суммарный запас влаги в бассейне является минимальным, а с другой — объемы стока за гидрологический и календарный годы очень близки.

Определение $\partial S_B / \partial t$ традиционными гидрологическими методами практически невозможно. В связи с этим воспользуемся уравнением водного баланса системы атмосфера — литосфера для бассейна Волги [132]

$$\partial S_B / \partial t = - \oint_{L_B} F_n dL - \partial W_B / \partial t - Q_B, \quad (6.8)$$

(где W_B — интегральное влагосодержание атмосферы над бассейном Волги), все члены которого в правой части могут быть определены по стандартным аэрологическим и гидрометрическим данным.

Сопоставление календарного годового стока Волги у г. Самары с учетом изменений запасов влаги в водохранилищах Волжско-Камского каскада с результирующим притоком водяного пара в атмосфере за гидрологический год (октябрь — сентябрь) показало, что в целом между ними отмечается хорошее соответствие [132]. Это означает, что уже для годовых промежутков времени приближенно выполняется равенство $Q_B \approx - \oint_{L_B} F_n dL$ и, следова-

тельно, $\partial S_B / \partial t \rightarrow 0$. В результате можно сделать два важных вывода. Во-первых, при осреднении изменений запасов поверхностных и подземных вод по площади 10^6 км² и более их межгодовые колебания становятся малыми по сравнению с межгодовыми колебаниями других составляющих уравнения (6.8). Во-вторых, межгодовые колебания речного стока зависят практически лишь

от результирующего притока атмосферной влаги, или, другими словами, от дивергенции потока водяного пара.

Итак, анализ причинно-следственных связей в гидрологической системе «Каспийское море» показывает, что формирование межгодовых колебаний уровня моря есть следствие межгодовых колебаний атмосферного влагообмена. Но поскольку последний в конечном счете определяется существованием разности между испарением и осадками над Мировым океаном, то межгодовые колебания уровня можно рассматривать как интегральный индикатор крупномасштабных колебаний влагообмена в системе океан—атмосфера—суша.

Анализ процессов влагооборота в указанной системе позволяет выдвинуть следующую концептуальную схему формирования межгодовых колебаний уровня моря.

В холодный период года, как известно, испарение с поверхности суши крайне мало по сравнению с количеством выпавших осадков, в то время как над океаном, наоборот, испарение обычно существенно превышает осадки. В результате испарившаяся влага за вычетом выпавших осадков будет вовлекаться во влагооборот, причем вследствие преобладания зональной циркуляции в умеренных широтах эта влага будет переноситься прежде всего над Евразией.

Как было показано Л. П. Кузнецовой [73], источником влаги почти для всей территории страны, исключая районы Дальнего Востока, служит Атлантический океан. Естественно, что все выпадающие в холодный период на европейской части России осадки атлантического происхождения.

Полученные в работе [132] результаты свидетельствуют, что осенне-зимние осадки в бассейне Волги могут быть представлены следующим образом:

$$P_B = f(\operatorname{div} \bar{\mathbf{F}}) = f\left(\oint_{L_B} \bar{\mathbf{F}}_n dL\right),$$

где $\bar{\mathbf{F}}$ — адвективный интегральный поток водяного пара, обусловленный средней во времени циркуляцией атмосферы. Теснота статистической связи между $\operatorname{div} \bar{\mathbf{F}}$ и P_B характеризуется положительным коэффициентом корреляции, превышающем 0,80.

Наконец, есть основание считать, что, по крайней мере в холодный период, должна существовать зависимость дивергенции адвективного потока влаги от самого потока, т. е. $\operatorname{div} \bar{\mathbf{F}} = f(\bar{\mathbf{F}})$. Свидетельством этого может служить рис. 6.4, на котором представлены средние месячные значения $\operatorname{div} \bar{\mathbf{F}}$ и адвективного результирующего потока водяного пара, осредненного для 10 станций бассейна Волги. Нетрудно видеть, что уже при месячном осреднении между величинами $\operatorname{div} \bar{\mathbf{F}}$ и $\bar{\mathbf{F}}$ наблюдается положительная синхронная связь. При осреднении указанных характеристик за холодный период теснота связи между ними должна

быть еще выше, так как при этом сглаживаются случайные погрешности. Действительно, расчет межгодовых колебаний осредненных за октябрь—март значений $\text{div } \bar{\mathbf{F}}$ и $\bar{\mathbf{F}}$ за период 1965—1979 гг. [95] показал, что коэффициент корреляции между ними составляет 0,82. Отсюда следует, что осадки выпавшие в бассейне Волги в холодный период, пропорциональны интенсивности адвективного переноса водяного пара, обусловленного процессами

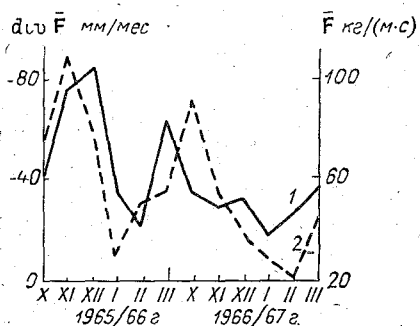


Рис. 6.4. Сопоставление средних месячных значений дивергенции адвективного потока водяного пара $\text{div } \bar{\mathbf{F}}$ (1) и результирующего адвективного потока влаги $\bar{\mathbf{F}}$ (2) над бассейном Волги для двух холодных периодов (1965/66 и 1966/67 гг.).

общей циркуляции атмосферы. Заметим, что М. И. Будыко и О. А. Дроздов [29], исходя из других соображений, пришли к близкому выводу, что «ослабление интенсивности западного переноса влаги с океана на материк может вызвать уменьшение атмосферных осадков в континентальных районах Европы».

На первый взгляд, противоположный вывод сделан С. Н. Родионовым [125], по мнению которого «при подъеме уровня Каспийского моря интенсивность зональной циркуляции над Северной Атлантикой понижена». Такой вывод основывается на статистическом анализе геопотенциальных высот для периодов подъема и понижения уровня. При этом было принято [125], что «превышение положительных аномалий H_{700} над отрицательными в высоких широтах служит указанием о преобладании меридиональной формы циркуляции, а при обратном соотношении господствующим является западный перенос воздуха».

Совершенно очевидно, что данное указание, даже если считать его верным, носит исключительно качественный характер и не имеет никакого отношения к интенсивности переноса атмосферной влаги. В связи с этим уместно также подчеркнуть, что все формы и индексы атмосферной циркуляции (Вангенгейма—Гирса, Дзердзеевского, Вительса и др.) практически не отражают интенсивность интегрального переноса атмосферной влаги. Поэтому их использование для объяснения изменений уровня моря и тем более для его долгосрочного прогноза вряд ли может быть успешным.

Итак, выполненный анализ причинно-следственных связей между изменениями уровня моря и характеристиками ГЦ позволяет сформулировать следующее положение. Если в результате

крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы эффективное испарение в Северной Атлантике оказывается выше нормы, то большее количество влаги будет переноситься на континент и соответственно большее количество осадков выпадет в бассейне Волги. Вследствие этого происходит увеличение годового стока и наблюдается положительное приращение уровня моря. Обратная картина отмечается при ослаблении эффективного испарения в Северной Атлантике. Таким образом, именно изменчивость эффективного испарения можно считать наиболее важным «уровнеобразующим» фактором.

Как было показано выше, максимум превышения испарения над осадками наблюдается в субтропических широтах в холодный период и составляет более 100 мм/мес. Именно в этой зоне располагается область высокого давления — азорский максимум, интенсивность развития которого наиболее велика как раз зимой. Заметим, что в зоне 20—40° с. ш. в холодный период года эффективное испарение составляет более 80 % от этой величины для всей акватории Северной Атлантики.

Отсюда можно сделать вывод, что главным источником поступления влаги в Каспийское море (через сток и осадки) является район, находящийся в зоне влияния азорского максимума. Интересно, что еще в 50-е годы Н. А. Белинский [19], основываясь прежде всего на интуитивных представлениях, высказал аналогичное предположение, заслуживающее самого пристального изучения, но тем не менее оставшееся без внимания до настоящего времени.

Формирование эффективного испарения в Северной Атлантике есть отражение процессов крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы, обусловленных глобальными механизмами изменения климата планеты. В свою очередь крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы само относится к числу основных климатообразующих факторов. Причины межгодовой изменчивости эффективного испарения и переноса атмосферной влаги, очевидно, прежде всего связаны с интенсивностью субтропического антициклонического круговорота. Интенсивность этого круговорота, представляющего собой очень сложную систему поверхностных течений [15], по-видимому, в значительной степени регулируется атмосферной циркуляцией, главным «приводным ремнем» которой служит азорский максимум давления. Одновременно с этим круговорот течений через тепло- и влагоотдачу прежде всего в энергоактивных зонах океана влияет на интенсивность крупномасштабных атмосферных процессов.

Особое значение имеют энергоактивные зоны океана вдоль восточного побережья Америки, являющиеся основным источником влаги для атмосферы в холодный период года [126]. При усилении процессов зональной циркуляции большое количество сухого холодного воздуха вторгается с Американского континента на теплую поверхность океана. В результате интенсивной влагоотдачи происходит обогащение атмосферного воздуха водяным паром и

дальнейший его перенос в системах общей циркуляции и синоптических вихрей на Европейский континент. Наоборот, при ослаблении зонального потока и усилении меридиональных процессов достаточно теплый и влажный воздух переносится над системой Гольфстрима в Норвежском море и далее в атлантический сектор Арктики.

Разумеется, здесь высказаны лишь самые общие соображения относительно причин формирования межгодовой изменчивости

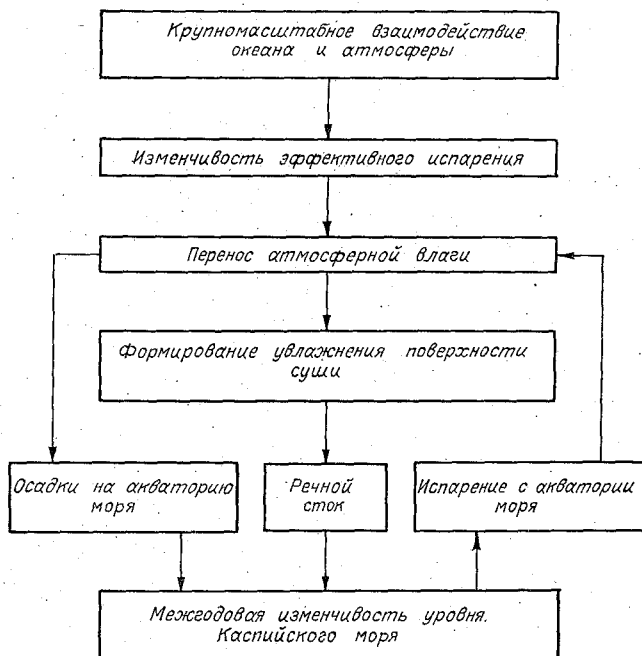


Рис. 6.5. Генетическая схема формирования межгодовой изменчивости уровня Каспийского моря.

эффективного испарения и потоков атмосферной влаги. Хотя данная проблема представляет значительный интерес, однако ее решение вызывает серьезные затруднения, обусловленные прежде всего отсутствием достоверной информации о данных характеристиках.

Итак, в результате обсуждения процессов крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера—суша можно составить принципиальную генетическую схему формирования межгодовой изменчивости уровня Каспийского моря (рис. 6.5). В указанную схему включены осадки, выпадающие на акваторию моря, и испарение с его поверхности, которые также являются составными звеньями процессов крупномасштабного влагообмена в кли-

матической системе. Хотя эти компоненты оказывают разнонаправленное воздействие на уровень, тем не менее их суммарный эффект в виде эффективного испарения можно считать заметным ($\sim 30\%$).

Межгодовая изменчивость осадков и испарения в значительной степени определяется повторяемостью циклонов в районе Каспийского моря. При этом увеличение повторяемости циклонов повышает количество осадков и уменьшает испарение, вследствие чего происходит понижение эффективного испарения. Очевидно, именно с увеличением повторяемости циклонов в 80-е годы связано наличие в межгодовом ходе эффективного испарения отрицательной трендовой составляющей, обуславливающей медленное повышение уровня моря. Скорость такого повышения, определенная с помощью параболического тренда, составляет в настоящее время $0,6$ см/год.

Заканчивая обсуждение концептуальной модели формирования межгодовых колебаний уровня моря, подчеркнем, что, разумеется, она в определенной степени является идеализированной, поскольку практически невозможно учесть реальное многообразие изменения природных вод и сложное взаимодействие процессов влагообмена. Однако принципиально важно то, что все взаимосвязи рассматриваются в рамках единого ГЦ, описываемого соответствующими уравнениями водного баланса, т. е. в количественной форме.

6.2. Воднобалансовый подход к проблеме прогноза уровня Каспийского моря

Как уже было сказано выше, и водная экосистема, и народное хозяйство данного региона вынуждены приспосабливаться к резко изменяющемуся уровенному режиму. В связи с этим значение долгосрочного прогноза уровенного режима моря трудно переоценить. Однако общепризнано, что до сих пор нет надежной методики долгосрочного прогноза уровня.

Можно согласиться с В. Е. Привальским [121], который считает, что единственный перспективный способ прогноза уровня состоит в построении физической модели, связывающей колебания уровня с некоторыми вынуждающими силами и обладающей задержкой во времени, сопоставимой с заблаговременностью прогноза.

На наш взгляд, рассмотренная выше генетическая схема как раз и открывает перспективы построения физически содержательной методики долгосрочного прогноза уровня с заблаговременностью от одного года до нескольких десятилетий. Не останавливаясь на всех аспектах этой сложной проблемы, рассмотрим вкратце лишь основные положения комбинированного метода прогноза составляющих водного баланса моря и его уровня.

Как известно, уровень моря связан с его водным балансом посредством следующего выражения:

$$h_t = h_0 + \int_0^t A_m \frac{\partial V}{\partial t} dt, \quad (6.9)$$

где h_0 и h_t — уровни моря соответственно в начальный и конечный моменты времени; A_m — площадь зеркала моря. С учетом уравнения ВБМ перепишем (6.9) как

$$h_t = h_0 + \int_0^t (Q_6/A_m - E_{\text{эф}}) dt. \quad (6.10)$$

Отсюда видно, что изменения прихода и расхода воды в море при суммировании их по времени устанавливают некоторый уровень моря h_t . Зная начальное значение уровня и вычислив тем или иным способом компоненты водного баланса за промежуток времени Δt , нетрудно в конце этого промежутка получить прогнозируемый уровень h_t . Способ прогноза уровня, основанный на использовании уравнений (6.9) и (6.10), получил название водно-балансового метода.

Впервые, очевидно, данный подход был использован Г. П. Калинин [62], который еще в 1938 г. показал возможность прогноза хода уровня моря на год вперед. Метод прогноза годового хода уровня был разработан и внедрен в практику в Росгидрометцентре [130, 131]. В данном методе в качестве $\Delta h = h_t - h_0$ берется приращение уровня с 15-го числа настоящего по 15-е число следующего месяца. В оперативной практике в апреле рассчитываются значения месячных уровней за май—декабрь текущего года и январь—март будущего года. При этом поверхностный приток в море принимается заранее известным в соответствии с планируемым режимом работы ГЭС, а сумма остальных компонентов баланса либо вообще не учитывается из-за сравнительно небольшой изменчивости, либо принимается как константа, равная сумме их средних многолетних значений. Поскольку графики планируемого сброса не всегда соблюдаются, прогнозы уровня уточняются.

Уже в течение нескольких десятилетий данный метод достаточно успешно используется в оперативной практике Гидрометцентра СССР (теперь Росгидрометцентра) для обеспечения народного хозяйства долгосрочными прогнозами уровня [155]. Так, оправдываемость прогнозов уровня по месяцам для экстремальных условий 1972—1981 гг. при допустимой ошибке 12 см изменялась от 82 до 100 %. Воднобалансовый метод выдержал испытание временем даже при экстремальных изменениях уровня: вначале при резком спаде (1972—1977 гг.), а затем непрерывном его подъеме (с 1978 г.).

Принципиальный недостаток данной прогностической схемы состоит в том, что сток Волги непосредственно не прогнозируется,

а принимается согласно планируемому сбросу вод ГЭС. Из этого недостатка вытекает другой — сравнительно малая заблаговременность прогноза. Еще один недостаток — игнорирование эффективного испарения. Наконец, необходим более тщательный учет физических взаимосвязей между компонентами водного баланса в гидрологической системе «Каспийское море», что может позволить устранить почти все отмеченные недостатки.

Заметим, что уравнение (6.9) не очень удобно для выполнения прогностических расчетов, так как с увеличением длины рассматриваемого промежутка происходит накопление погрешностей при расчете h_t . В связи с этим представляется целесообразным задавать каждый год уровень h_0 , который подправляет временной ход значений h_t . В результате уравнение (6.9) можно представить как

$$\bar{h} = f(h_0, \Delta V), \quad (6.11)$$

где $\bar{h}$ — среднее годовое значение уровня; h_0 — уровень на начало года, в качестве которого необходимо брать осредненные за 8 сут значения уровня (h_8) с целью исключения локальных эффектов (сейши, сгонно-нагонные колебания и т. п.). В этом случае величина $\bar{h}$ описывается моделью множественной линейной регрессии с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,996$. Однако, учитывая трудности оценок h_8 и принимая во внимание их тесную взаимосвязь с декабрьскими значениями уровня, перепишем (6.11) следующим образом:

$$\bar{h} = f(h_{XII}, \Delta V), \quad (6.12)$$

где h_{XII} — уровень в декабре предшествующего года.

Значения h_{XII} и ΔV характеризуют соответственно инерционную и динамическую составляющие в изменениях $\bar{h}$. Если $\Delta V > 0$, то уровень моря повышается, если $\Delta V < 0$, то он понижается. Итак, для прогноза годовых значений уровня нужно знать фактические значения h_{XII} и прогностические оценки ΔV . Заметим также, что первый предиктор дает основной вклад в формирование $\bar{h}$, причем роль его увеличивается в периоды монотонных изменений уровня. Это означает, что, во-первых, не следует предъявлять слишком жестких требований прогнозам ΔV , а во-вторых, приближенный прогноз уровня может быть осуществлен только на основе данных о h_{XII} .

Прогноз ΔV складывается из прогноза изменений объема моря за счет притока речных вод и эффективного испарения, т. е. $\Delta V = \Delta V_Q + \Delta V_{E_{\text{эф}}}$.

Принимая во внимание, что второе слагаемое практически в 2 раза меньше первого и до настоящего времени отсутствуют методы долгосрочного прогноза эффективного испарения, ограничимся учетом только притока речных вод. Таким образом, основой для прогноза ΔV может служить зависимость (6.4). Тогда в соответствии с выражением (6.5) зависимость (6.4) можно переписать как

$$\Delta V_i = f(Q_{B_i}; P_{(i-2)}^x; U_{(i-2)}, i) \quad (6.13)$$

или

$$\Delta V_i = f(P_{(i-1), j}^x; U_{(i-1), j}; P_{(i-2), j}^x; U_{(i-2), j}), \quad (6.14)$$

где $P^x = \sum_l^{x_1} P_{V_l}$, $U = \sum_l^{x_2} (P_V - E_V)_l$, а $j = 1, \dots, m$ (m — число административных территорий, расположенных в стокоформирующей области бассейна Волги). Зависимость (6.13), очевидно, является более предпочтительной по сравнению с (6.14), так как содержит практически в 2 раза меньшее число предиктов.

Исходя из выражения (6.5), прогностическую зависимость для стока Волги запишем следующим образом:

$$Q_{B_i} = f(P_{(i-1), j}^x; U_{(i-1), j}; P_{(i-2), j}^x; U_{(i-2), j}). \quad (6.15)$$

Отсюда видно, что сток в i -й год определяется осенне-зимними осадками, отнесенными из соображений удобства к $(i-1)$ -му году, увлажнением в теплый период предшествующего года, а также этими же параметрами при сдвиге еще на 1 год назад, т. е. в $(i-2)$ -й год.

Нахождение конкретного вида зависимости (6.15) может быть осуществлено, например, с помощью метода наименьших квадратов. Однако для этого необходимо иметь длительные ряды предикторов. Поэтому воспользуемся созданным в ГГО архивом измеренных осадков для европейской части России и Северного Казахстана за столетний период [109]*. В архиве содержатся месячные осадки, осредненные для административных районов, характерная площадь которых составляет 40—60 тыс. км². Если площадь рассматриваемого района существенно превышает указанные размеры, то она разбивалась на подрайоны. Единственное сожаление можно высказать в отношении того, что в архив не вошла Кировская область, являющаяся важной стокоформирующей зоной в бассейне Волги.

Что касается оценки абсолютного увлажнения, то для этого возможно использование нескольких подходов:

- 1) оценка общего увлажнения из уравнения ВБА над бассейном Волги;
- 2) раздельное определение значений испарения и осадков с последующим вычислением их разности;
- 3) подход, основанный на полуэмпирических связях общего увлажнения с определяющими климатическими факторами;
- 4) оценка увлажнения косвенными способами.

В данной работе ограничимся описанием третьего подхода, в основе которого лежит использование уравнения связи между водными балансами атмосферы и поверхности суши. Указанное уравнение может быть записано в следующем виде [85, 86, 96]:

$$\partial W / \partial t + \operatorname{div} F = P \psi (E_0 / P)$$

* Данный архив любезно предоставлен А. В. Мещерской.

или

$$(E - P)/P = \psi(E_0/P), \quad (6.16)$$

где E_0 — испаряемость; ψ — некоторая функция, зависящая от геоботанической зоны.

Данное выражение обладает тремя характерными особенностями: 1) отражает взаимосвязь всех параметров, обуславливающих увлажнение; 2) разность $E - P$ одновременно входит в уравнения баланса атмосферной и наземной ветвей ГЦ, связывая таким образом процессы переноса влаги в свободной атмосфере с процессами перемещения влаги в почвенно-грунтовой толще; 3) выполняется лишь при достаточно больших пространственно-временных масштабах осреднения, когда испарение определяется преимущественно климатическими факторами, в то время как роль местных (ландшафтных) факторов пренебрежимо мала.

Для среднего многолетнего годового периода уравнение связи (6.16) может быть представлено в виде

$$\frac{E - P}{P} = \begin{cases} -1 + c_1(E_0/P), & E_0/P \leq \lambda; \\ -1 + c_2(P/E_0)^{c_3} \text{th}(E_0/P), & E_0/P \geq \lambda, \end{cases} \quad (6.17)$$

где c_1 , c_2 и c_3 — некоторые константы ($c_1 = 0,9$; $c_2 = 1,06$; $c_3 = 0,06$); λ — параметр, разграничивающий условия избыточного и достаточного увлажнения ($\lambda = 0,78$).

Как видно из (6.17), при $E_0/P \leq \lambda$ годовое испарение линейно зависит от испаряемости. При прочих условиях увлажнения ($E_0/P > \lambda$) испарение уже нелинейным образом зависит от коэффициента увлажнения. Заметим, что выражение (6.17) косвенным образом учитывает влияние влажности почвы на процесс испарения, так как влажность почвы нелинейно может быть выражена через отношение P/E_0 .

Применительно к средним многолетним месячным условиям увлажнения уравнение связи (6.16) приобретает вид

$$\frac{E - P}{P} = \begin{cases} -1 + a_1 E_0/P, & 0 \leq E_0/P \leq \mathcal{L}_1; \\ a_2 + a_3 \ln E_0/P, & \mathcal{L}_1 \leq E_0/P \leq \mathcal{L}_2; \\ a_4 + a_5 \exp(E_0/P), & \mathcal{L}_3 \leq E_0/P \leq \mathcal{L}_2; \\ -1 + a_6 E_0/P, & 0 \leq E_0/P \leq \mathcal{L}_3, \end{cases} \quad (6.18)$$

где $a_1, \dots, a_6$ — некоторые константы; $\mathcal{L}_1$, $\mathcal{L}_2$ и $\mathcal{L}_3$ — параметры увлажнения, имеющие четкий физический смысл.

Значение параметра $\mathcal{L}_1$ соответствует влажности почвы, равной наименьшей влагоемкости ($\mathcal{L}_1 = 1,22$), поэтому в интервале $[0, \mathcal{L}_1]$ наблюдается избыточное увлажнение, в результате чего интенсивность испарения полностью определяется метеорологическими условиями (1-я стадия увлажнения).

Параметр $\mathcal{L}_2$ соответствует условиям, когда влажность почвы достигает влажности разрыва капилляров ($\mathcal{L}_2 = 3,76$). Вследствие этого интервал $[\mathcal{L}_2, \mathcal{L}_3]$ представляет недостаточное увлажнение, которое характеризуется тем, что интенсивность испарения

уже определяется в основном скоростью восходящего движения воды к поверхности почвы (2-я стадия увлажнения).

Значение параметра $\mathcal{L}_3$ соответствует влажности почвы, при которой происходит восстановление капиллярных связей и подвешенная влага приобретает способность передвигаться к зоне парообразования ($\mathcal{L}_3 = 2,17$). Интервал $[\mathcal{L}_3, \mathcal{L}_2]$ представляет аридные условия увлажнения, когда интенсивность испарения определяется скоростью молекулярной диффузии водяного пара через сухой верхний слой почвы (3-я стадия увлажнения).

В интервале $[0, \mathcal{L}_3]$, соответствующем накоплению влаги в почвенно-грунтовой толще, испарение уже опять зависит от метеорологических условий (4-я стадия увлажнения).

Таким образом, в общем случае годовой ход увлажнения поверхности суши представляет собой своеобразную петлю гистерезиса с четырьмя особыми точками. При этом первые два соотношения в (6.18) характеризуют восходящую ветвь гистерезисной кривой, а две других — ее нисходящую ветвь.

Следует заметить, что сезонные изменения увлажнения поверхности суши в лесной зоне и лесостепи полностью определяются восходящей ветвью гистерезисной кривой. Для хвойных и смешанных лесов $a_1 = 0,90$, $a_2 = -0,12$ и $a_3 = 1,10$, а для лиственных лесов и лесостепи $a_1 = 0,85$, $a_2 = -0,16$ и $a_3 = 1,05$. Некоторые различия в значениях указанных выше параметров обусловлены различиями в глубине залегания подземных вод.

Гистерезисный характер хода увлажнения свойствен только степной зоне, причем переход с восходящей ветви на нисходящую осуществляется, когда заканчивается активная транспирация растительного покрова, составляющая значительную долю суммарного испарения. В дальнейшем, до установления снежного покрова, суммарное испарение можно рассматривать в основном как испарение с оголенной почвы. Критерием перехода к аридным условиям увлажнения может служить условие $\sum_{i=1}^m (E_0/P)_i \geq 8$, где m — число месяцев теплого периода года, первым месяцем которого принят апрель. Параметры нисходящей ветви гистерезисной кривой имеют значения: $a_4 = 0,265$, $a_5 = 0,035$ и $a_6 = 0,48$.

При переходе в (6.18) от многолетнего осреднения к реальным месячным периодам целесообразно уже не ограничивать гистерезисную петлю параметром $\mathcal{L}_2$. Это означает, что ветви гистерезисной кривой после пересечения в точке $\mathcal{L}_2$ начинают расходиться друг от друга, в результате чего отношение E_0/P может принимать значения, большие $\mathcal{L}_2$.

Заметим, что уравнение связи описывает практически все условия формирования увлажнения, начиная с крайнего севера европейской части России и кончая бессточными регионами. При этом роль местных факторов в формировании увлажнения становится малой уже для площадей $A > 3,5 \cdot 10^4 \text{ км}^2$ [85].

Испаряемость определяется с помощью модифицированного комплексного метода, основное отличие которого от классической

схемы комплексного метода [28] состоит в том, что при вычислении давления насыщенного водяного пара по температуре подстилающей поверхности учитывается поправка Ольдекопа. В результате рабочая формула для расчета испаряемости за средние многолетние месячные периоды приобретает вид [132]

$$E_0 = \begin{cases} 12,96 (1 - \alpha t) (e_s - e) & \text{при } \tau = 30; \\ 13,39 (1 - \alpha t) (e_s - e) & \text{при } \tau = 31, \end{cases} \quad (6.19)$$

где E_0 в мм/мес; t в $^{\circ}\text{C}$; $\alpha = 273^{-1}$; τ — число дней в месяце.

К сожалению, для коротких периодов времени методы расчета испаряемости либо весьма сложны и включают трудноопределяемые параметры, либо физически мало обоснованы. Поэтому для определения испаряемости, а следовательно, и характеристик увлажнения за короткие периоды времени целесообразно использовать гипотезу инвариантности пространственно-временных колебаний испаряемости и дефицита влажности [87], исходя из которой может быть получено выражение

$$E_0/\tilde{E}_0 = (d/\tilde{d})^k, \quad (6.20)$$

где волнистая черта сверху означает норму элемента; d — дефицит влажности; k — показатель, имеющий сезонный ход и представляющий собой отношение коэффициентов вариации испаряемости и дефицита влажности, т. е. $k = c_E/c_d$.

Для европейской части России в апреле и сентябре $k = 0,70$, в мае $k = 0,50$, в июне и июле $k = 0,45$, в августе $k = 0,55$.

Таким образом, использование соотношений (6.17) — (6.20) позволяет предвычислять как нормы, так и аномалии увлажнения по стандартным метеорологическим данным, к которым относятся: климатические значения температуры и влажности воздуха, облачности и осадков, а также дефицит влажности и осадков за конкретные месяцы. Заметим, что в данную модель без каких-либо затруднений может быть включен блок «лесистость» [132], учитывающий влияние лесистости на формирование увлажнения, которое оказывается весьма существенным в северных и восточных районах бассейна Волги, где лесистость превышает, как правило, 30, %.

На территории бассейна Волги в соответствии с архивом осадков может быть выделено не менее двух десятков стокоформирующих районов, и реализация рассматриваемой параметрической модели увлажнения может быть осуществлена практически для каждого из них. Однако очень большое число предикторов затрудняет построение оптимальной прогностической модели. Поэтому предварительно было выполнено районирование бассейна Волги с помощью уже описанного выше метода кластерного анализа. В результате выделено пять квазиоднородных районов и для каждого из них выбрано по одной административной территории. В табл. 6.3 приводятся основные статистические характеристики общего увлажнения для выбранных административных территорий и коэффициенты корреляции между ними.

Построение прогностических зависимостей осуществлялось с помощью аппарата множественной регрессии [32, 53]. При этом в качестве основного алгоритма использовалась пошаговая регрессия, а в качестве дополнительного — гребневая регрессия.

Исследование зависимости (6.15) показало, что наиболее оптимальной моделью для описания изменчивости Q_B служит уравнение с шестью предикторами, имеющее следующий вид:

$$Q_{B,i}^* = a_0 + a_1 P_{Kc}^x + a_2 U_{Kc} + a_3 U_{Bc} + a_4 U_{Mr} + a_5 P_{Mr}^x (i-2) - a_6 P_{Tb}^x. \quad (6.21)$$

Для простоты индекс $i-1$ в (6.21) опущен. Стандартная погрешность Q_B составляет $\sigma_{y(x)} = 680 \text{ м}^3/\text{с}$, а коэффициент детермина-

Таблица 6.3

Основные статистические характеристики (мм) и корреляционные связи общего увлажнения ($P-E$) в теплый период для пяти административных территорий

Индекс	Территория	Тт	Мр	Кс	Тв	Бс	$\bar{x}$	σ	Размах колебаний
Тт	Татарстан	1	0,38	0,35	0,32	0,55	-77	83	394
Мр	Мордва		1	0,46	0,53	0,34	-49	69	313
Кс	Костромская обл.			1	0,70	0,27	127	103	371
Тв	Тверская обл.				1	0,05	99	83	363
Бс	Башкортостан (север)					1	-20	75	309

ции $R^2 = 0,69$. Из (6.21) видно, что наиболее важными предикторами являются осадки и увлажнение в Костромской области.

На рис. 6.6 приводится временной ход вычисленных и фактических значений стока Волги. При этом период 1930—1970 гг. ($N = 41$) принимался в качестве обучающей выборки, а период 1971—1990 гг. считался независимой выборкой, для которой составлялись опытные прогнозы. Если за допустимую ошибку прогноза принять $\Delta_{\text{доп}} = \sigma_Q$, то она будет равна $1380 \text{ м}^3/\text{с}$, т. е. более чем в 2 раза превосходит погрешность зависимости (6.21). Максимальная погрешность по независимым данным отмечается в 1973 г. и составляет $2300 \text{ м}^3/\text{с}$, что превышает $\Delta_{\text{доп}}$. В остальные годы расхождения между прогностическими и фактическими значениями Q_6 уже меньше $\Delta_{\text{доп}}$. Стандартная погрешность прогноза стока Волги за период 1971—1990 гг. оказалась равной $720 \text{ м}^3/\text{с}$, а средняя абсолютная погрешность составила $665 \text{ м}^3/\text{с}$. Таким образом, имеем почти 100 %-ную оправдываемость опытных прогнозов годового стока Волги.

Если есть необходимость, то на следующем этапе может быть предвычислен суммарный приток речных вод к Каспию. Для этого используется обычное уравнение парной регрессии

$$Q_{B_i}^* = a_0 + a_1 Q_{B_i}^*$$

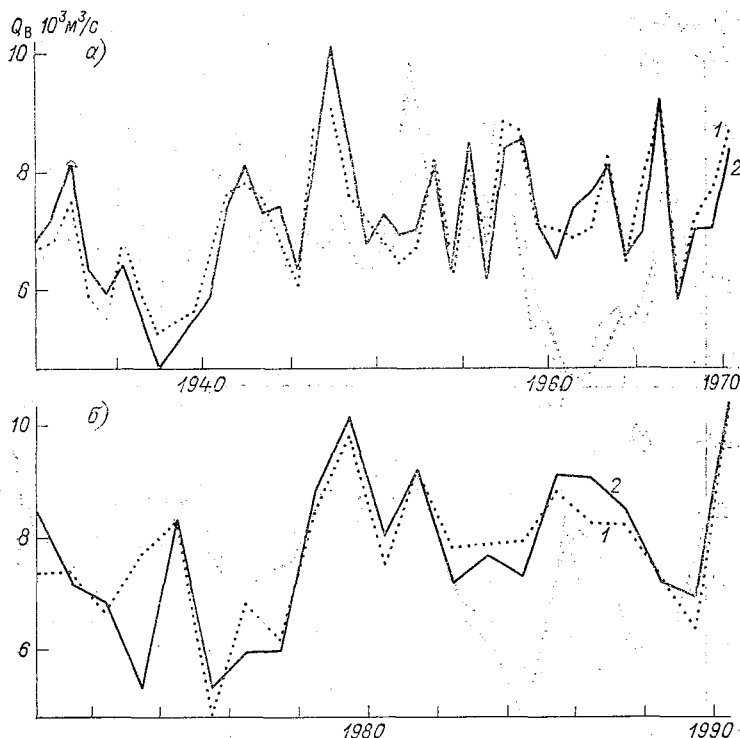


Рис. 6.6. Сопоставление вычисленных по модели (6.21) (1) и фактических (2) значений годового речного стока у Самары. а — зависимая выборка (1930—1970 гг.); б — независимая выборка (1971—1990 гг.).

Затем осуществляется прогноз ΔV по выражению (6.13). В результате последовательного применения алгоритмов пошаговой и гребневой регрессий была получена следующая прогностическая зависимость:

$$\Delta V_i^* = a_0 + a_1 Q_{B_i}^* + a_2 P_{T_{i-2}}^x + a_3 P_{T_{B_{i-2}}}^x - a_4 U_{B_{i-2}}. \quad (6.22)$$

Стандартная погрешность зависимости (6.22) составляет $\sigma_{y(x)} = 29 \text{ км}^3/\text{год}$ при $R^2 = 0,72$. При этом допустимая ошибка прогноза равна $\Delta_{\text{доп}} = 44 \text{ км}^3/\text{год}$. На рис. 6.7 дается временной ход вычисленных и фактических изменений объема моря. В качестве обучающей выборки также использовался период 1930—1970 гг.

Опытные прогнозы составлялись для 1971—1990 гг. Нетрудно видеть, что максимальная погрешность опытных прогнозов отмечается в 1973 г. и равна $-84 \text{ км}^3/\text{год}$. В этом же году наблюдалась экстремальная отрицательная аномалия эффективного испарения, составляющая более $-80 \text{ км}^3/\text{год}$. Аналогичная картина

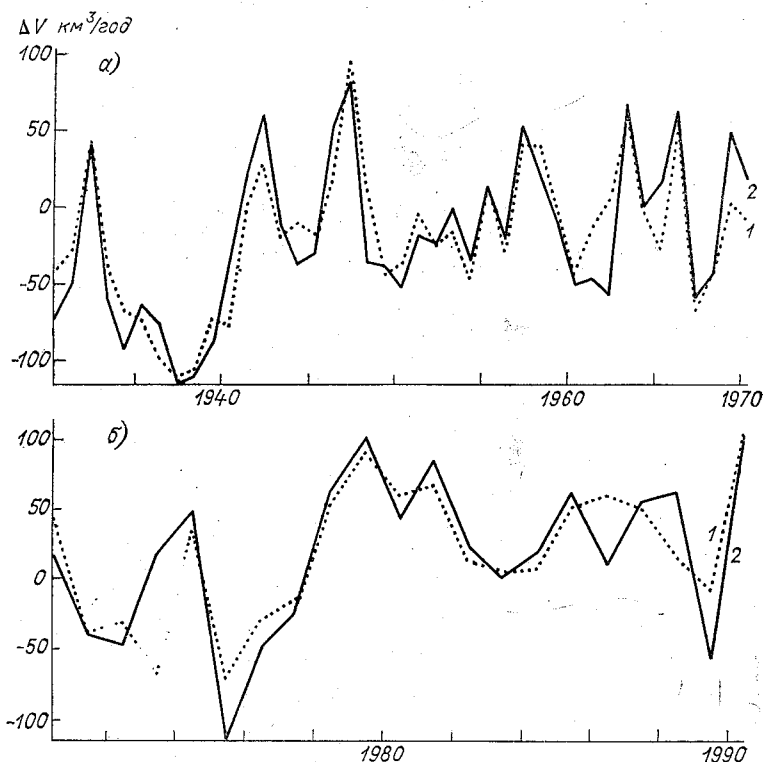


Рис. 6.7. Сопоставление вычисленных по модели (6.22) (1) и фактических (2) значений внутригодовых изменений объема моря. а — зависимая выборка (1930—1970 гг.); б — независимая выборка (1971—1990 гг.).

имеет место и в другие годы: максимальные расхождения в оценках ΔV , как правило, отмечаются в годы со значительными аномалиями эффективного испарения. Однако стандартная погрешность опытных прогнозов ΔV ($\sigma_{y(x)} = 32 \text{ км}^3$) оказалась в пределах допустимой.

Рассмотрим теперь прогноз годовых значений уровня моря. Вследствие нестационарности $\tilde{h}$ и h_{XII} и учитывая, что значения коэффициентов регрессионной модели находятся методом наименьших квадратов, целесообразно рассмотреть $\tilde{h}$ и h_{XII} как

$$\tilde{h} = T_h + \delta h; \quad h_{XII} = T_h + \delta h_{XII},$$

где T_h — трендовая составляющая; δh и δh_{XII} — отклонения от тренда. В результате прогноз $\tilde{h}$ складывается из прогностических оценок T_h и δh . При этом трендовая составляющая экстраполируется на один шаг. Например, для линейного тренда имеем $T_h = b_0 + b_1 t$, где t — время. Заметим, что расчет и экстраполяция тренда допускаются лишь в пределах ЕКП.

Прогноз δh осуществляется по следующей зависимости:

$$\delta h = a_0 + a_1 h_{XII} + a_2 \Delta V.$$

В результате окончательная формула для предвычисления $\tilde{h}$ имеет вид

$$\tilde{h} = a'_0 + a_1 \delta h_{XII} + a_2 \Delta V + b_1 t, \quad (6.23)$$

где $a'_0 = a_0 + b_0$.

Очевидно, предварительно до построения прогностической зависимости целесообразно установить влияние длины обучающей выборки на точность получаемых оценок. С этой целью был выполнен расчет по трем видам моделей за период 1930—1977 гг. Первая модель представляет обычную двухфакторную регрессию, вторая — двухфакторную регрессию с линейным трендом, третья — эту же регрессию с нелинейным трендом. Первоначальная длина выборки составляла $N = 16$ (1930—1945 гг.). На каждом шаге выборка удлинялась на 2 года.

Результаты расчета приводятся в табл. 6.4. Отчетливо видно, что коэффициент множественной корреляции для всех моделей не зависит от длины обучающей выборки. Аналогичный вывод можно

Таблица 6.4

Оценки параметров прогностических моделей для среднего годового уровня моря в зависимости от длины обучающей выборки N

N	$h=f(h_{XII}, \Delta V)$		$h=f(h_{XII}, \Delta V, t)$		$h=f(h_{XII}, \Delta V, t, t^2)$	
	R	$\sigma_y(x)$ см	R	$\sigma_y(x)$ см	R	$\sigma_y(x)$ см
16	0,997	3,9	0,990	4,0	0,960	3,9
18	0,996	4,1	0,989	4,1	0,959	4,0
20	0,996	4,0	0,989	4,0	0,959	4,0
22	0,995	4,0	0,990	4,0	0,977	3,9
24	0,995	4,2	0,988	4,2	0,978	4,2
26	0,996	4,0	0,989	3,2	0,979	4,2
28	0,996	3,9	0,988	4,0	0,980	4,3
30	0,996	4,2	0,986	4,3	0,978	4,3
32	0,996	4,1	0,987	4,2	0,979	4,3
34	0,996	4,1	0,988	4,2	0,975	4,3
36	0,996	4,0	0,989	4,2	0,976	4,3
38	0,995	4,2	0,987	4,2	0,976	4,4
40	0,996	4,1	0,986	4,3	0,972	4,4
42	0,996	4,0	0,987	4,3	0,974	4,2
44	0,996	3,9	0,988	4,1	0,975	4,2
46	0,996	3,8	0,990	4,1	0,975	4,1

сделать и в отношении стандартной погрешности данных моделей. Кроме того, можно отметить, что точность описания $\tilde{h}$ от первой модели к третьей несколько уменьшается, однако это уменьшение составляет лишь около 2 мм, что практически не влияет на результаты расчетов. Наконец, теоретическая погрешность данного метода прогноза уровня составляет ~ 4 см.

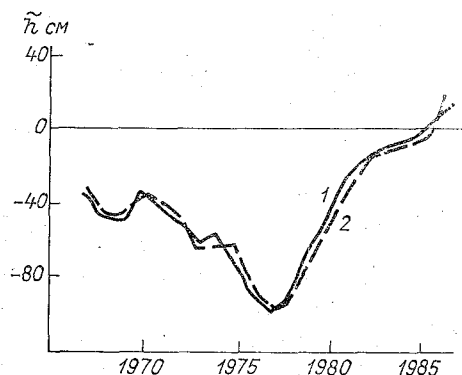


Рис. 6.8. Опытные прогнозы среднего годового уровня моря за период 1967—1986 гг.
1 — фактические значения; 2 — прогностические оценки.

Таким образом, для прогноза уровня моря использовалась зависимость (6.12). При этом в качестве обучающей выборки был принят период 1940—1966 гг., для которого определялись все необходимые параметры. Стандартная погрешность вычисленных значений $\tilde{h}^*$ оказалась равной $\sigma_{y(x)} = 5,0$ см при допустимой ошибке прогноза $\Delta_{\text{доп}} = 18$ см. На рис. 6.8 приводится сопоставление фактических и прогностических значений уровня для независимой выборки (1967—1986 гг.). Можно отметить высокую точность прогностических оценок уровня. Максимальное расхождение отмечается в 1979 г. и составляет лишь 10 см, что меньше допустимой погрешности прогноза для данного периода. Стандартная погрешность определения уровня составляет 5,1 см, а средняя абсолютная погрешность равна 4,2 см.

Главной причиной такой высокой точности прогноза уровня моря является использование фактических значений $h_{\text{ХИ}}$. Поэтому в первом приближении прогноз $\tilde{h}^*$ может осуществляться только по данным о декабрьских значениях уровня, т. е. $\tilde{h} = f(h_{\text{ХИ}})$. Стандартная погрешность такого прогноза составляет ~ 8 см. Следовательно, инерционный прогноз может рассматриваться как первый этап долгосрочного прогноза уровня моря.

Исходя из зависимости (6.12), общая заблаговременность прогноза уровня определяется соответствующей заблаговременностью прогноза ΔV и составляет порядка 9 мес. Как показали расчеты, заблаговременность прогноза $\tilde{h}$ может быть увеличена до 1 года практически без существенной потери точности в оценках уровня, поскольку стандартная погрешность прогноза повышается менее чем на 1 см.

Рассмотрим теперь возможности воднобалансового подхода к прогнозу компонентов водного баланса и уровня моря с заблаговременностью более 1 года. Предпосылкой для этого служит инерционность процессов возобновления и движения грунтовых вод в бассейне Волги. Действительно, речной сток формируется как за счет поверхностных, так и подземных вод. При этом роль поверхностных вод является преобладающей только в период половодья. В остальные сезоны питание Волги осуществляется уже в основном за счет подземного притока.

Известно, что скорость движения поверхностных вод на несколько порядков выше скорости перемещения подземных вод. Но тогда на несколько порядков должно различаться и характерное время добегания этих вод до русла реки. Таким образом, может возникнуть существенная инерционность во влиянии процессов влагообмена через поверхность водосбора на формирование стока. Поэтому, чем более глубокие водоносные горизонты участвуют в формировании речного стока, тем сильнее проявляются инерционные свойства водосбора. Для такой крупной реки, как Волга, которая дренирует очень глубокие водоносные горизонты, инерционность может оказаться весьма значительной.

Заметим, что до настоящего времени крайне мало выполнено исследований, посвященных выявлению инерционных свойств почвенно-грунтовых вод. Поэтому практически невозможно ответить на вопрос: сколько потребуется времени осадкам, выпавшим на поверхность суши где-нибудь в верховьях Волги, попасть в замыкающий створ, проделав часть пути под землей.

Анализ инерционных свойств водосбора может быть осуществлен косвенно путем построения зависимости (6.15) при различных временных сдвигах Q_{τ} относительно характеристик увлажнения. Последовательный расчет регрессионных моделей в диапазоне от $\tau = 2$ года до $\tau = 15$ лет позволил установить, что практически на всем временном интервале отмечаются случайные колебания коэффициента множественной корреляции. Исключение составляет лишь сдвиг $\tau = 10$ лет, при котором R является значимым и равным $R = 0,81$. При этом стандартная погрешность модели составляет $1035 \text{ м}^3/\text{с}$, что несколько меньше допустимой ошибки прогноза.

На рис. 6.9 представлены сглаженные по трехлетиям прогнозистические оценки стока на 10 лет, т. е. до 2000 г. Нетрудно видеть, что в первые два года ожидается сток Волги выше нормы. Затем в 1993—1995 гг. следует ожидать некоторое снижение речного стока и после 1995 г. вплоть до 2000 г. сток Волги опять должен увеличиться.

Полученные результаты позволяют без каких-либо затруднений рассчитать до 2000 г. изменения полезного объема и декабрьские значения уровня моря. При этом уровень вычисляется уже по формуле (6.9), в которой в качестве h_0 используется уровень за январь 1991 г. Сглаженные оценки ΔV и уровня также приводятся на рис. 6.9.

Естественно, что ход ΔV представляет зеркальное отражение межгодового хода речного стока. В 1991—1992 гг. должно происходить накопление объема моря и соответственно повышение его

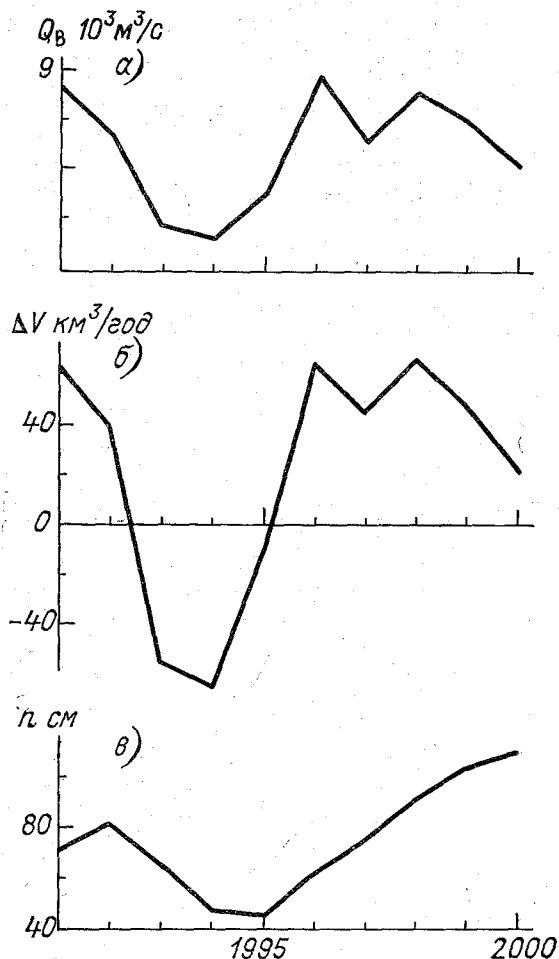


Рис. 6.9. Прогностические оценки компонентов водного баланса и уровня моря до 2000 г.

а — годовой сток Волги (г. Самара); *б* — изменения объема моря; *в* — уровень моря в декабре.

уровня. После этого до 1996 г. объем моря уменьшается и его уровень понижается. Затем вплоть до 2000 г. следует ожидать увеличения объема моря и подъема уровня. Таким образом, согласно рассмотренной методике прогноза уровень к декабрю 2000 г. должен составить ~ 110 см или $-26,9$ м по абсолютной шкале. Заметим, что декабрьские значения уровня по сравнению с их средними годовыми оценками, как правило, несколько занижены.

В заключение рассмотрим перспективу построения сверхдолгосрочного климатического прогноза уровня моря исходя из характеристик крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в энергоактивных зонах Северной Атлантики. Интенсивность процессов тепло- и влагообмена через поверхность океана очень неравномерна и в пространстве, и во времени. При этом наряду с обширными акваториями, где тепло- и влагоотдача близки к средним зональным значениям, выделяются ограниченные районы, в которых интенсивность этих процессов может быть значительно выше. Такие районы получили название очагов теплоотдачи [93, 145, 158], а в дальнейшем — энергоактивных зон океана.

Теоретическое объяснение этих зон было дано Г. И. Марчуком [100], который показал, что они играют ключевую роль в крупномасштабном взаимодействии океана и атмосферы и как следствие — в проблеме долгосрочного прогноза погоды и короткопериодных колебаний климата.

Естественно, что энергоактивные зоны в Северной Атлантике различаются между собой как по занимаемой площади, так и по степени интенсивности энергообмена с атмосферой. Наиболее мощными являются энергоактивные зоны, находящиеся в области действия теплых течений и прежде всего в системе Гольфстрима. Особое значение, на наш взгляд, имеет Норвежская энергоактивная зона, которая хотя по своей активности несколько уступает другим ЭАЗО, однако ее географическое положение, связанное с непосредственной близостью к Европейскому континенту, позволяет считать ее одной из наиболее важных с точки зрения воздействия на погодные процессы и формирование увлажнения по меньшей мере северо-западной части европейской части России.

Как было показано автором [89], испарение за холодный период (октябрь—март) в Норвежском море имеет высокую положительную корреляцию с годовым стоком Немана и Волги. Причины такой связи достаточно очевидны. Известно, что Норвежское море является активной зоной циклогенеза. Поэтому циклоны над теплой поверхностью моря как губка впитывают в себя испарившуюся влагу. Поскольку основные траектории движения этих циклонов, особенно при усилении зональной циркуляции, направлены в сторону европейской части России, то значительная часть осадков, выпадающих в верховьях бассейна Волги, норвежского происхождения.

Анализ пространственно-временной изменчивости испарения в Норвежском море по данным эксперимента ПОЛЭКС-Север показал, что в качестве ее индикатора может быть использовано испарение в районе океанской станции «М», находящейся практически в центре Норвежской энергоактивной зоны, так как коэффициент корреляции между указанными характеристиками превышает 0,80.

Заметим, что вследствие статистического характера зависимости стока Волги от испарения при построении прогностической модели можно ограничиться каким-либо косвенным индексом. При

этом важно только то, чтобы индекс достаточно хорошо отражал изменчивость испарения в районе океанской станции «М» и в то же время для его определения требовался минимум доступной исходной информации.

Так как определяющими испарение параметрами являются прежде всего перепад давления пара в приводном слое и скорость ветра, то был выполнен анализ их временной изменчивости за 20-летний период (1953—1972 гг.) по данным океанской станции «М». Оказалось, что коэффициент вариации параметра Δe составляет 0,7—0,8, в то время как для скорости ветра он равен только 0,2—0,3. Поэтому замена фактических средних месячных значений скорости ветра на их нормы увеличивает ошибку расчета испаре-

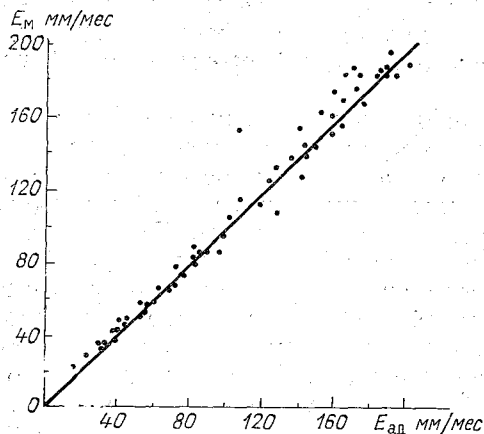


Рис. 6.10. Сопоставление значений испарения, вычисленных по модели (E_m) и аэродинамическим методом ($E_{ад}$) [150] для океанской станции «М».

ния всего на 4—5 %. Кроме того, как было показано в гл. 2, перепад давления пара достаточно точно может быть вычислен по данным о температуре воды и воздуха.

По изложенной здесь схеме были рассчитаны средние месячные значения испарения за 1953—1972 гг. и на рис. 6.10 приводится их сопоставление с аналогичными оценками, полученными по полной схеме аэродинамического метода [150]. Систематическая погрешность расчета оказалась равной —4,5 %, а случайная погрешность находится в пределах 15—20 %. Заметим, что в зимние месяцы, когда испарение является максимальным, случайная погрешность становится заметно ниже (8—10 %). Отсюда следует, что с достаточной для практических целей точностью разность между температурой воды и воздуха может характеризовать изменчивость испарения в районе океанской станции «М».

Итак, основная прогностическая зависимость может быть записана как

$$Q_{в,i} = f(\Delta \bar{T}_{M(i-\tau)})$$

или

$$\Delta V_i = f(\Delta \bar{T}_{M(i-\tau)}),$$

где $\Delta \bar{T}_M$ — средняя за холодный период (октябрь—март) разность между температурой воды и воздуха в районе океанской станции «М», которая из соображений удобства относится к i -му году. На рис. 6.11 представлена взаимная корреляционная функция ΔV и $\Delta \bar{T}_M$, причем указываются только сдвиги, имеющие прогностическое значение. Одновременно на этом же рисунке приводится взаимная корреляционная функция ΔV с температурой воздуха в районе океанской станции «М» (T_M), которая имеет высокую

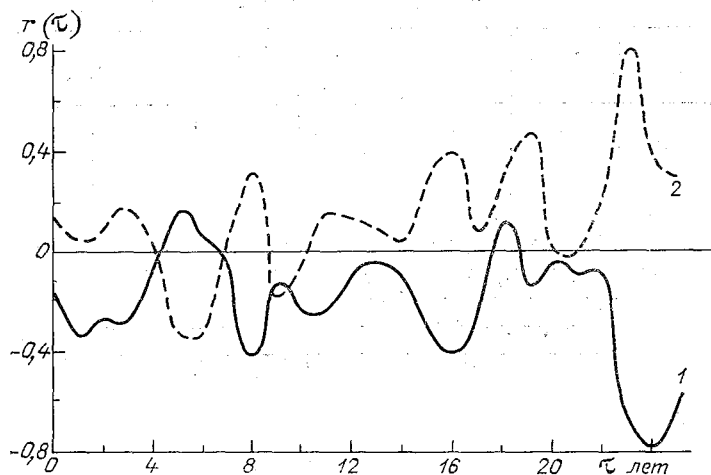


Рис. 6.11. Взаимные корреляционные функции величины ΔV с T_M (1) и с $\Delta \bar{T}_M$ (2) до сдвига $\tau = 25$ лет.

отрицательную корреляцию с $\Delta \bar{T}_M$. Это означает, что изменчивость испарения в значительной степени обусловлена соответствующей изменчивостью термического режима атмосферы в приводном слое моря. Заметим, что общая продолжительность исходных рядов составила $N = 42$ (1949—1990 гг.).

Как следует из рис. 6.11, при малых сдвигах, исключая $\tau = 0$ лет, коэффициенты взаимной корреляции невелики и не выходят за пределы значимости. Однако при сдвигах $\tau = 23$ —24 года наблюдается резкое увеличение коэффициентов корреляции, которые достигают 0,80. Хотя физический механизм формирования связи между Норвежской энергоактивной зоной и изменениями объема Каспийского моря на указанном сдвиге пока что остается неясным, однако наличие такой связи сомнений не вызывает и случайная она не является. Это свидетельствует о принципиальной возможности построения сверхдолгосрочной схемы прогноза уровня Каспийского моря.

В табл. 6.5 приводятся оценки параметров статистических моделей $\Delta V = f(\Delta \bar{T}_M)$ и $\Delta V = f(T_M)$ при длине обучающейся выборки $N = 19$. Вследствие невысокой длины выборки полученные

оценки можно рассматривать лишь как ориентировочные. Тем не менее, учитывая, что результаты сверхдолгосрочного прогнозирования носят исключительно качественный характер, соответствие вычисленных и фактических значений ΔV на зависимой выборке следует считать вполне удовлетворительным.

Таблица 6.5

Оценки параметров статистических моделей $\Delta V = f(\Delta T_m)$
и $\Delta V = f(T_m)$ при сдвиге $\tau = 23$ года

Модель	$\sigma_{\Delta V}$ км ³ /год	$\sigma_y(x)$ км ³ /год	r	σ_r	$t_\alpha \sigma_r$	F^*	F_α
$\Delta V = f(\Delta T_m)$	56	45	0,80	0,08	0,15	4,1	4,5
$\Delta V = f(T_m)$	56	46	0,82	0,08	0,14	4,6	4,5

На рис. 6.12 представлены сглаженные биномиальным фильтром по пятилетиям прогностические оценки ΔV^* , рассчитанные до 2010 г. по первой модели. Нетрудно видеть, что колебания ΔV^* носят достаточно сложный характер, однако прогностическая кривая почти на всем интервале лежит выше нуля. Это означает,

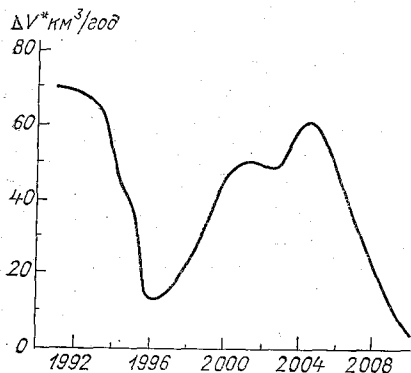


Рис. 6.12. Прогностические оценки изменений объема моря до 2010 г.

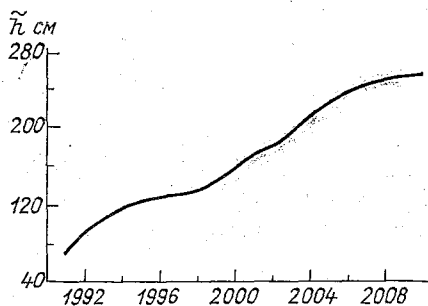


Рис. 6.13. Прогностические оценки уровня моря до 2010 г.

что уровень моря должен повышаться. Однако повышение уровня не является равномерным. В середине 90-х годов подъем уровня замедляется. В конце столетия и начале следующего века должен отмечаться интенсивный подъем уровня, а к концу десятилетия — его стабилизация и даже некоторое понижение. В связи с этим можно полагать, что конец первого десятилетия является и завершающим этапом текущего климатического периода. Что касается второй модели, т. е. $\Delta V = f(T_m)$, то хотя принципиальные закономерности в оценках ΔV^* остаются неизменными, тем не менее

отмечается их систематическое завышение по сравнению с первой моделью.

Прогностические оценки ΔV^* нетрудно пересчитать в уровень моря. На наш взгляд, более вероятным представляется сценарий возможных изменений уровня моря по первой модели, т. е. $\Delta V = f(\Delta T_m)$. На рис. 6.13 приводятся прогностические оценки уровня моря до 2010 г. К 2000 г. рост уровня должен составить чуть более 1,5 м относительно отметки —28 м, а к 2010 г. он может возрасти более чем на 2,5 м. Если сравнить полученные результаты с прогностическими оценками уровня на основе данных об увлажнении в бассейне Волги, то для середины 90-х годов имеют место серьезные расхождения, однако к 2000 г. они уменьшаются. В результате расхождение в оценках уровня составляет уже 20—25 см.

Следует также иметь в виду, что нельзя полностью исключить сценарий возможных изменений уровня по второй модели, в соответствии с которой к 2000 г. уровень может возрасти на 2 м, а к 2010 г. — еще на 2 м.

В заключение подчеркнем, что предложенные выше методы долгосрочного прогноза уровня и составляющих водного баланса моря являются весьма перспективными с точки зрения их совершенствования и уточнения. Особенно актуальным представляется разработка долгосрочного метода прогноза эффективного испарения, а также включение в прогностическую систему ряда не использованных здесь климатических параметров. В связи с этим можно ожидать получение более точных прогностических оценок уровня. Кроме того, представляется желательным осуществление коррекции полученных прогнозов, которая заключается в том, что по мере накопления фактических данных о ходе уровня, прогностические оценки последнего сдвигаются в ту или иную сторону. Наконец, уже в ближайшее время, т. е. в середине 90-х годов, можно будет, очевидно, сделать первые выводы о том, какой из рассмотренных выше сценариев возможных изменений уровня лучше отвечает действительности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, прежде всего нужно признать неудовлетворительное состояние изученности проблемы крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера. Действительно, несмотря на ряд работ, выполненных в данном направлении в последние годы, мы практически до настоящего времени не знаем меридионального распределения характеристик влагообмена как над отдельными океанами, так и над МО в целом. Оценки, полученные разными авторами, как правило, существенно отличаются друг от друга, а способы контроля, за исключением предложенного автором контроля глобальных и полушарных оценок, отсутствуют.

Причины такого положения обусловлены в основном объективными, но частично и субъективными факторами. К объективным факторам прежде всего относится отсутствие измерительных систем характеристик влагообмена над обширными океаническими акваториями. Очевидно, существенный прогресс в данном направлении вряд ли может быть достигнут в рамках традиционных в гидрометеорологии подходов. Наиболее перспективным представляется путь разработки новых измерительных технологий (лидарных, лазерных и др.), которые позволили бы выполнять бесконтактное (дистанционное) зондирование поверхности океана и атмосферы с помощью различных измерительных комплексов и, главным образом, с помощью ИСЗ.

Естественно, создание новых измерительных систем — дело будущего. Поэтому в настоящее время весьма актуальным остается и направление, связанное с разработкой методов расчета и контроля характеристик влагообмена при различных масштабах пространственно-временного осреднения. В частности, к ним относятся и косвенные методы определения характеристик влагообмена, основанные на различных физических представлениях и одновременно опирающиеся только на легкоизмеряемые параметры.

Полученные в данном исследовании результаты свидетельствуют, что соленость поверхностного слоя воды, с одной стороны, является основным индикатором процессов крупномасштабного влагообмена между океаном и атмосферой, а с другой — играет важную роль в формировании пресноводного баланса океана. Действительно, влагообмен через поверхность океана является основной причиной изменений солености: превышение испарения над осадками приводит к увеличению солености и наоборот. В свою очередь изменения солености, наряду с изменениями температуры воды, вызывают увеличение (уменьшение) плотности и как след-

ствие возникает вертикальный поток массы, который приводит к формированию термохалинной циркуляции в океане.

Одновременно с этим меридиональную изменчивость солёности можно рассматривать как одну из основных причин, вызывающих меридиональный перенос пресной воды. Так как влагообмен и пресноводный баланс представляют важные составные части климатической системы, то солёность, являясь одновременно индикатором и регулятором этих процессов, должна относиться и к числу наиболее важных климатических параметров состояния океана. Весьма важно при этом то, что существенно облегчается оценка всех без исключения компонентов водного баланса Мирового океана (испарения, осадков, меридионального потока пресной воды) в зональном приближении, причем точность такой оценки даже выше, чем у существующих в гидрометеорологии методов их определения.

Заслуживает внимания комплекс методов параметризации полей атмосферной влажности и влагообмена между океаном и атмосферой, которые могут найти широкое применение при разработке энергобалансовых моделей климата, при конструировании автономных моделей глобального гидрологического цикла, а также при решении многих научных задач, связанных, например, с изучением пространственно-временной изменчивости процессов влагообмена в природе.

Анализ процессов крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера—суша позволил выявить физические механизмы формирования межгодовой изменчивости уровня Каспийского моря. При этом можно считать установленным, что крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы в Северной Атлантике является главным климатообразующим фактором, определяющим формирование и межгодовую изменчивость уровня Каспийского моря. Так, в результате усиления эффективного испарения и зонального переноса атмосферной влаги формируется положительная аномалия в осенне-зимнем увлажнении бассейна Волги. Это приводит к увеличению речного стока в море. Обратный процесс развивается при ослаблении эффективного испарения и зонального переноса атмосферной влаги в Северной Атлантике.

Выявление генезиса колебаний уровня позволило предложить физически обоснованные методы долгосрочного и сверхдолгосрочного прогноза уровня и составляющих водного баланса моря, основанные на инерционных свойствах процессов крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера—суша. Так как заблаговременность прогностических оценок составляет от одного года до двух десятилетий, то оказалось возможным предвычисление возможных изменений уровня моря вплоть до 2010 г. Разумеется, полученные результаты носят качественный характер и требуют дополнительного уточнения и коррекции. Тем не менее вполне определенно можно утверждать, что многоводная фаза в ходе уровня моря сохранится по крайней мере в течение ближайших десятилетий.

Автор не переоценивает полученные результаты, считая, что сделаны лишь первые шаги. Несомненно, в дальнейшем будут разработаны более совершенные модели процессов влагообмена в системе океан—атмосфера и более точные методы долгосрочного прогноза характеристик гидрологического цикла. Поэтому данную книгу не следует рассматривать как законченное исследование. Это скорее всего лишь введение в очень сложную проблему глобального водного баланса. Тем не менее, если после прочтения данной книги у читателя появится интерес к обсуждаемым в ней вопросам, то автор будет считать свою задачу выполненной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аверьянов В. Г., Короткевич Е. С. Исследование ледникового покрова Антарктиды (итоги и планы)//Антарктика.— М., 1984.— Вып. 23.— С. 79—85.
2. Агафонова Е. Г., Галеркин Л. И., Монин А. С. О происхождении термохалинной циркуляции океана//Океанология.— 1972.— Т. 12, вып. 6.— С. 950—955.
3. Айвазян С. А., Бексаева З. И., Староверов О. В. Классификация многомерных наблюдений.— М.: Статистика, 1974.— 270 с.
4. Аквилонова А. Б., Кутуза Б. Г., Митник Л. М. Широтное распределение интегральной водности облаков над земным шаром по данным измерений с ИСЗ «Космос-243»//Изв. АН СССР. Сер. ФАО.— 1971.— Т. 7, № 2.— С. 133—144.
5. Алибегова Ж. Д. Структура полей жидких осадков за короткие интервалы времени.— Л.: Гидрометеиздат, 1975.— 134 с.
6. Антропогенные изменения климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1987.— 406 с.
7. Ариель Н. З., Строкина Л. А. Динамические характеристики взаимодействия атмосферы с поверхностью Мирового океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1986.— 48 с.
8. Архипова Е. Г., Потайчук М. С., Скриптунов Н. А. Современный водный баланс Каспийского моря//Тр. ГОИН.— 1970.— Вып. 101.— С. 34—73.
9. Астапенко П. Д. Атмосферные процессы в высоких широтах южного полушария.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.— 122 с.
10. Атлас изменений состояния системы океан—атмосфера в Северной Атлантике. Вып. 4—5.— М.: Гидрометеиздат. Моск. отд-ние, 1969.— 55 с.
11. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Тихий океан. Северный Ледовитый океан.— М.: ГУНМО МО СССР, 1977, 1974, 1980.
12. Атлас удельной влажности свободной атмосферы над миром.— М.: Гидрометеиздат. Моск. отд-ние, 1980.— 99 с.
13. Аэроклиматический справочник ветра в узлах координатной сетки южного полушария.— М.: Гидрометеиздат. Моск. отд-ние, 1975.— 112 с.
14. Базлова Т. И. К вопросу о вертикальном распределении водяного пара в арктической атмосфере//Тр. ААНИИ.— 1966.— Т. 279.— С. 25—41.
15. Баранов Е. И. Циркуляция и расходы вод в северной части Атлантического океана//Тр. ГОИН.— 1991.— Вып. 202.— С. 45—65.
16. Безмельницын А. В., Карташов А. С., Малинин В. Н. О вычислении влажности воздуха в приводном слое океана для различных периодов осреднения//Тез. докл. III съезда советских океанологов. Секция «Физика и химия океана».— Л., 1987.— С. 37—38.
17. Безмельницын А. В., Малинин В. Н. Крупномасштабная модель формирования влагообмена системы океан—атмосфера//Тр. ЛГМИ.— 1986.— Вып. 93.— С. 20—34.
18. Безмельницын А. В., Малинин В. Н. Годовой цикл влажности воздуха в приводном слое над океанами//Тр. ЛГМИ.— 1991.— Вып. 112.— С. 105—113.

19. Белинский Н. А. Использование некоторых особенностей атмосферных процессов для долгосрочных прогнозов погоды.— Л.: Гидрометеиздат, 1957.— 202 с.
20. Бирман Б. А., Позднякова Т. Г. Климатические характеристики теплообмена в зонах активного взаимодействия океана и атмосферы.— М.: ГМЦ, 1985.— 82 с.
21. Богданова Э. Г. Новая карта атмосферных осадков Мирового океана//Изв. АН СССР. Сер. геогр.— 1986.— № 1.— С. 37—49.
22. Богданова Э. Г., Строкина Л. А. Новые карты влагообмена Мирового океана с атмосферой//Тез. докл. III съезда советских океанологов. Секция «Физика и химия океана».— Л., 1987.— С. 47—48.
23. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен океана и атмосферы при штиле и маловетрии//Тр. ГГО.— 1981.— Вып. 454.— С. 3—8.
24. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме.— Л.: Гидрометеиздат, 1983.— 159 с.
25. Братсер У. Х. Испарение в атмосферу/Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1985.— 346 с.
26. Брызгин Н. Н. Количество и повторяемость атмосферных осадков в Северном Ледовитом океане//Тр. ААНИИ.— 1983.— Т. 381.— С. 77—87.
27. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности.— Л.: Гидрометеиздат, 1956.— 255 с.
28. Будыко М. И. Климат и жизнь.— Л.: Гидрометеиздат, 1971.— 472 с.
29. Будыко М. И., Дроздов О. А. О причинах изменений влагооборота//Водные ресурсы.— 1976.— № 6.— С. 35—44.
30. Будыко М. И., Строкина Л. А. Водный баланс океанов//Метеорология и гидрология.— 1970.— № 4.— С. 49—58.
31. Бурова Л. А. Влагооборот в атмосфере Арктики.— Л.: Гидрометеиздат, 1983.— 128 с.
32. Вайновский П. А., Малинин В. Н. Методы обработки и анализа океанологической информации. Многомерный анализ.— СПб.: Изд. РГГМИ, 1992.— 96 с.
33. Ван Мигем Д. Энергетика атмосферы/Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.— 327 с.
34. Ван Хилкама Т. Связь водного баланса с несбалансированностью земного шара//Вопросы мирового водного баланса/Пер. с англ.— Л., 1972.— С. 199—210.
35. Варушенко С. И., Варушенко А. К., Клиге Р. К. Изменения режима Каспийского моря и бессточных водоемов в палеовремени.— М.: Наука, 1987.— 240 с.
36. Васильев В. Ф., Малинин В. Н., Смирнов Н. П. Дивергенция горизонтальных потоков тепла и водяного пара//ПОЛЭКС-Север-76. Ч. I.— Л., 1979.— С. 30—36.
37. Вербицкий М. Я., Чаликов Д. В. Моделирование системы ледники—океан—атмосфера.— Л.: Гидрометеиздат, 1986.— 132 с.
38. Винников К. Я. Чувствительность климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1986.— 220 с.
39. Виссман У., Харбаф Т. И., Кнэпп Д. У. Введение в гидрологию/Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1979.— 470 с.
40. Волков Ю. А., Елагина Л. Г., Копров Б. М. Тепловые потоки вблизи поверхности океана и методы их параметризации//Итоги науки и техники ВИНТИ. Сер. Атмосфера—океан—космос — программа «Разрезы».— 1986.— Т. 6.— С. 206—218.
41. Воронов Г. И., Гаврилов А. С. Стохастическое моделирование процессов тепло- и массообмена в приводном слое атмосферы при шторме//Тез. докл. III съезда советских океанологов. Секция «Физика и химия океана».— Л., 1987.— С. 84—86.

42. Гаврилова З. И. Аэроклиматические характеристики околоземной атмосферы//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.—1975.—Вып. 5.—180 с.
43. Георгиевский В. Ю. Водный баланс Каспийского моря по данным наблюдений//Тр. ЛГМИ.—1982.—Вып. 79.—С. 76—85.
44. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1/Пер. с англ.—М.: Мир, 1986.—397 с.
45. Гирдюк Г. В., Шахметова Е. М. Трансформация теплового излучения поверхности моря в приводном слое атмосферы//Тр. ГГО.—1977.—Вып. 382.—С. 108—115.
46. Голицын Г. С. Изменения климата в XX и XXI столетиях (обзор)//Изв. АН СССР. Сер. ФАО.—1986.—Т. 22, № 12.—С. 1235—1252.
47. Голицын Г. С., Панин Г. Н. О водном балансе и современных изменениях уровня Каспия//Метеорология и гидрология.—1989.—№ 1.—С. 57—64.
48. Грачев А. А., Панин Г. Н. Параметризация явного и скрытого потоков тепла над водной поверхностью в штилевую погоду//Изв. АН СССР. Сер. ФАО.—1984.—Т. 20, № 5.—С. 364—371.
49. Гриценко А. М., Степанов В. Н. Водный баланс Мирового океана и его роль в планетарных процессах//Изв. АН СССР. Сер. геогр.—1980.—№ 6.—С. 19—25.
50. Гулев С. К., Лаппо С. С. Меридиональные потоки в океане и в атмосфере//Итоги науки и техники. Сер. Атмосфера—океан—космос — программа «Разрезы».—1986.—Т. 6.—С. 273—295.
51. Девис Д. Статистика и анализ геологических данных/Пер. с англ.—М.: Мир, 1977.—572 с.
52. Динамическая метеорология.—Л.: Гидрометеоиздат, 1976.—607 с.
53. Дрейпер Н., Смит Г. Прикладной регрессионный анализ. Кн. 2/Пер. с англ.—М.: Финансы и статистика.—1987.—351 с.
54. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Влагооборот в атмосфере.—Л.: Гидрометеоиздат, 1963.—315 с.
55. Евсеева Л. С., Самойленко В. С., Снопков В. Г. Турбулентный и конвективный перенос водяного пара в тропических широтах океана//Атмосферная циркуляция и ее взаимодействие с океаном в тропических и внетропических широтах Атлантики.—М., 1981.—С. 140—173.
56. Ефимов В. В. и др. Оценка коэффициентов тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой//Изв. АН СССР. Сер. ФАО.—1985.—Т. 21, № 7.—С. 735—743.
57. Завертяев С. Б., Малинин В. Н., Масловский М. И. Крупномасштабная изменчивость тепло- и влагообмена в Северной Атлантике//Тр. ЛГМИ.—1985.—Вып. 91.—С. 131—143.
58. Зекцер М. С., Джамалов Р. Г., Месхетели А. В. Подземный водообмен суши и моря.—М.: Наука, 1984.—207 с.
59. Изменчивость термохалинной структуры верхних слоев океана/Л. Н. Карлин, Е. Ю. Ключков, В. П. Кутько, В. Н. Стасенко.—Обнинск, 1984.—186 с.
60. Кабанов А. С., Троянов М. М. Климатическая модель влияния изменений термического режима на интенсивность осадков//Метеорология и гидрология.—1987.—№ 5.—С. 5—12.
61. Каган Б. А. Взаимодействие океана и атмосферы.—СПб.: Гидрометеоиздат, 1992.—336 с.
62. Калинин Г. П. Проблемы глобальной гидрологии.—Л.: Гидрометеоиздат, 1968.—248 с.
63. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия океана и атмосферы.—Л.: Гидрометеоиздат, 1970.—284 с.

64. Клен Л. А., Позднякова Т. Г. О сравнимости потоков тепла и влаги различных масштабов временного осреднения//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.— 1984.— Вып. 110.— С. 93—95.
65. Клинге Р. К. Уровень океана в геологическом прошлом.— М.: Наука, 1980.— 111 с.
66. Клинге Р. К. Изменения глобального водообмена.— М.: Наука, 1985.— 247 с.
67. Кондратьев К. Я. Новое в теории климата.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 64 с.
68. Кондратьев К. Я., Мелентьев В. В. Космическая дистанционная индикация облаков и влагосодержания атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1987.— 263 с.
69. Косарев А. Н., Макарова Р. Е. Об изменениях уровня Каспийского моря и возможности их прогнозирования//Вестник МГУ. Сер. геогр.— 1988.— № 1.— С. 21—26.
70. Котляков В. М., Лосев К. С., Лосева И. А. Ледовый баланс Антарктиды//Изв. АН СССР. Сер. геогр.— 1977.— № 1.
71. Краус Е. В. Взаимодействие атмосферы и океана/Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 295 с.
72. Крицкий С. Н., Коренистов Д. В., Раткович Д. Я. Колебания уровня Каспийского моря.— М.: Наука, 1975.— 159 с.
73. Кузнецова Л. П. Атмосферный влагообмен над территорией СССР. М.: Наука, 1983.— 173 с.
74. Лаппо С. С., Гулев С. К., Рождественский А. Е. Крупномасштабное тепловое взаимодействие в системе океан—атмосфера и энергоактивные области Мирового океана.— Л.: Гидрометеоздат, 1990.— 336 с.
75. Ларин Д. А. О возможности расчета потоков тепла и влаги по осредненным значениям метеозлементов//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.— 1984.— Вып. 119.— С. 98—104.
76. Ларин Д. А. К вопросу о реальной точности судовых метеорологических наблюдений//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.— 1986.— Вып. 122.— С. 90—104.
77. Лебедев А. А., Уралов Н. С. Результаты оценки годового цикла ледообмена арктического бассейна с морями Северной Атлантики//Тр. ААНИИ.— 1981.— Т. 384.— С. 78—88.
78. Леонтьев А. В., Малинин В. Н. О тепло- и влагосодержании атмосферы над проливом Дрейка//Тр. ААНИИ.— 1976.— Т. 344.— С. 59—65.
79. Лобанов В. В. Влияние изменения испарения с поверхности Каспийского моря на его будущий уровень//Метеорология и гидрология.— 1990.— № 3.— С. 72—76.
80. Лоренц Э. Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы/Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоздат, 1970.— 259 с.
81. Львович М. И. Мировые водные ресурсы и их будущее.— М.: Мысль, 1974.— 448 с.
82. Лысаков Э. П. Эмпирическая модель южно-полярной циркуляционной ячейки//Антарктика.— 1982.— Вып. 21.— С. 11—18.
83. Малинин В. Н. К оценке точности расчета дивергенции потока водяного пара//Тр. ААНИИ.— 1977.— Т. 362.— С. 40—49.
84. Малинин В. Н. Водный баланс атмосферы северного полушария для средних годовых условий//Водные ресурсы.— 1978.— № 4.— С. 5—20.
85. Малинин В. Н. О связи водных балансов атмосферы и подстилающей поверхности//География и природные ресурсы.— 1984.— № 1.— С. 114—121.
86. Малинин В. Н. О взаимосвязи составляющих атмосферной и наземной ветвей гидрологического цикла//Тр. ГГИ.— 1985.— Вып. 269.— С. 55—82.

87. Малинин В. Н. Предвычисление притока вод к крупным водоемам по внешним параметрам//Круговорот вещества и энергии в водоемах.— Вып. 6.— Иркутск, 1985.— С. 15—17.
88. Малинин В. Н. Распределение источников и стоков термохалинной циркуляции в Мировом океане//Тр. ЛГМИ.— 1985.— Вып. 91.— С. 43—52.
89. Малинин В. Н. Водный баланс атмосферы Норвежской энергоактивной зоны//Тр. ЛГМИ.— 1986.— Вып. 93.— С. 99—113.
90. Малинин В. Н. Пресноводный баланс океанов//Тез. докл. III съезда советских океанологов. Секция «Физика и химия океана».— Л., 1987.— С. 156—157.
91. Малинин В. Н. О некоторых проблемах глобального водного баланса//Тр. ГГИ.— 1990.— Вып. 338.— С. 141—163.
92. Малинин В. Н. О формировании пресноводного баланса Мирового океана//Докл. РАН.— 1993.— Т. 330, № 1.— С. 108—110.
93. Малинин В. Н., Смирнов Н. П. К исследованию очагов теплоотдачи в Северной Атлантике//Тр. ААНИИ.— 1977.— Т. 362.— С. 58—70.
94. Малинин В. Н., Смирнов Н. П. О некоторых проблемах изучения атмосферной ветви гидрологического цикла северной полярной области//Проблемы Арктики и Антарктики.— 1980.— Вып. 55.— С. 111—122.
95. Малинин В. Н., Смирнов Н. П. Использование аэрологической информации в целях долгосрочного прогноза стока крупных рек//Тр. ЛГМИ.— 1982.— Вып. 78.— С. 67—78.
96. Малинин В. Н., Смирнов Н. П. О механизме формирования увлажнения поверхности суши//Докл. АН СССР.— 1988.— Т. 303, № 5.— С. 1235—1238.
97. Малинин В. Н., Студитский В. А. К изучению глобального водного баланса//Проблемы Арктики и Антарктики.— 1977.— Вып. 52.— С. 88—95.
98. Манабе С., Брайен К. Климат и циркуляция океана/Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1972.— 192 с.
99. Манабе С., Стриклер Р. Ф. Термическое равновесие в атмосфере с учетом конвекции//Теория климата/Пер. с англ.— Л., 1967.— С. 61—104.
100. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Дымников В. П. Некоторые проблемы теории климата//Итоги науки и техники. Сер. Метеорология и климатология.— 1981.— Т. 7.— 103 с.
101. Масагутов Т. Ф. Расчет влажности воздуха над морем по температуре воздуха и воды//Метеорология и гидрология.— 1981.— № 5.— С. 114—117.
102. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии.— Л.: Гидрометеиздат, 1984.— 750 с.
103. Матвеев Ю. Л., Титов В. И. Глобальное поле облачности.— Обнинск, 1985.— 100 с.
104. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над зарубежными странами северного полушария.— М.: Гидрометеиздат. Моск. отделение, 1973—1975; Т. 1, вып. 1.— 1973.— 206 с.; Т. 1, вып. 2.— 1974.— 176 с.; Т. 3, вып. 1.— 1975.— 215 с.; Т. 3, вып. 2.— 1975.— 170 с.
105. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над тропической зоной Атлантического океана.— 1976.— Т. 1.— 86 с.
106. Мелентьев В. В., Алибегова Ж. Д. Исследование связей характеристик жидких осадков с их радионизлучением в XVIII рейсе НИС «Академик Королев»//Тр. ГГО.— 1980.— Вып. 422.— С. 70—91.
107. Методические указания по расчету турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем.— Л.: ГГО, 1981.— 54 с.
108. Мировой водный баланс и водные ресурсы Земли.— Л.: Гидрометеиздат, 1974.— 638 с.

109. Многолетние ряды месячных сумм средних областных осадков за холодный период для основной сельскохозяйственной зоны СССР.—Л.: Гидрометеоздат, 1988.—288 с.
110. Моделирование и прогноз верхних слоев океана/Пер. с англ.—Л.: Гидрометеоздат, 1979.—С. 91—112.
111. Монин А. С. О турбулентных потоках массы в океанах//Докл. АН СССР.—1970.—Т. 193, № 5.—С. 1038—1041.
112. Монин А. С. Введение в теорию климата.—Л.: Гидрометеоздат, 1982.—246 с.
113. Мохов И. И. Вертикальный температурный градиент в тропосфере и его связь с приповерхностной температурой по эмпирическим данным//Изв. АН СССР. Сер. ФАО.—1983.—Т. 19, № 9.—С. 913—918.
114. Нуриахметова Н. Р. Сравнительный анализ методик расчета турбулентных потоков тепла и влаги от океана в атмосферу//Метеорология и гидрология.—1981.—№ 7.—С. 70—76.
115. Ньютон Ч. У. Общая циркуляция в южном полушарии в связи с требованиями глобального баланса энергии и количества движения//Метеорология южного полушария/Пер. с англ.—Л., 1976.—С. 211—238.
116. Океанографическая энциклопедия/Пер. с англ.—Л.: Гидрометеоздат, 1974.—С. 479—483.
117. О натурных исследованиях водообмена между Северным Ледовитым и Атлантическим океанами по программе ПОЛЭКС/А. Ф. Трешников, Е. Г. Никифоров, В. Г. Савченко, А. О. Шпайхер//Тр. ААНИИ.—1975.—Т. 321.
118. Пальмен Э., Ньютон Ч. У. Циркуляционные системы атмосферы/Пер. с англ.—Л.: Гидрометеоздат, 1973.—615 с.
119. Панин Г. Н. Испарение и теплообмен Каспийского моря.—М.: Наука, 1987.—89 с.
120. Позднякова Т. Г. О возможности восстановления поля влажности над океаном//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.—1983.—Вып. 99.—С. 69—73.
121. Привальский В. Е. О вероятностном прогнозе элементов водного баланса и колебаний уровня Каспийского моря//Метеорология и гидрология.—1976.—№ 5.—С. 70—76.
122. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/Под ред. А. С. Дубова.—Л.: Гидрометеоздат, 1974.—239 с.
123. Раткович Д. Я. О предсказуемости режима уровня бессточных водоемов применительно к проблеме Каспийского моря//Водные ресурсы.—1986.—№ 5.—С. 3—23.
124. Роде А. А. Вопросы водного режима почв.—Л.: Гидрометеоздат, 1978.—213 с.
125. Родионов С. Н. Современные изменения климата Каспийского моря.—М.: Гидрометеоздат. Моск. отд-ние, 1989.—124 с.
126. Роль океана в короткопериодных колебаниях климата и программа «Разрезы»/Г. И. Марчук, В. П. Дымников, Г. П. Курбаткин, А. С. Саркисян//Итоги науки и техники. Сер. Атмосфера—океан—космос — программа «Разрезы».—1986.—Т. 6.—С. 6—23.
127. Саруханян Э. И. Смирнов Н. П. Водные массы и циркуляция южного океана.—Л.: Гидрометеоздат, 1986.—287 с.
128. Сатклифф Р. Глобальный водный баланс — геофизическая проблема//Вопросы мирового водного баланса/Пер. с англ.—Л., 1972.—С. 8—14.
129. Смирнова А. И., Булаева В. М. О методах расчета турбулентных потоков тепла и влаги над океаном для различных интервалов осреднения//Тр. ГОИН.—1974.—Вып. 120.—С. 161—170.
130. Смирнова К. И. Водный баланс и долгосрочный прогноз уровня Каспийского моря//Тр. Гидрометцентра СССР.—1972.—Вып. 94.—С. 3—123.

131. Смирнова К. И., Шереметьевская О. И. Расчет водного баланса Каспийского моря для прогноза годового хода уровня моря//Тр. Гидрометцентра СССР.—1967.—Вып. 3.—С. 49—75.

132. Смирнов Н. П., Калинин В. Н. Водный баланс атмосферы как гидрологическая задача.—Л.: Изд. ЛГУ, 1988.—200 с.

133. Смирнов Н. П., Скляренко В. Л. Методы многомерного анализа в гидрологических исследованиях.—Л.: Изд. ЛГУ, 1986.—189 с.

134. Снопков В. Г. О корреляции между содержанием водяного пара в атмосфере и характеристиками влажности воздуха у поверхности Земли//Метеорология и гидрология.—1977.—№ 12.—С. 38—42.

135. Снопков В. Г. Расчет влажности воздуха над морем по разности температуры вода—воздух//Метеорология и гидрология.—1980.—№ 2.—109—111 с.

136. Снопков В. Г. Годовая изменчивость паросодержания атмосферы над Мировым океаном//Моделирование гидрофизических полей и процессов в океане.—М., 1986.—С. 153—156.

137. Степанов В. Н. Мировой океан. Динамика и свойства вод.—М.: Знание, 1974.—255 с.

138. Степанов В. Н. Океаносфера.—М.: Мысль, 1983.—270 с.

139. Строкина Л. А. Определение изменения теплосодержания океанов//Тр. ГГО.—1967.—Вып. 209.—С. 58—69.

140. Строкина Л. А. Распределение температуры воды и воздуха для Мирового океана//Тр. ГГИ.—1984.—Вып. 295.—С. 57—71.

141. Строкина Л. А. Тепловой баланс поверхности океанов.—Л.: Гидрометеониздат, 1989.—447 с.

142. Строкина Л. А., Богданова Э. Г. Новые данные о влагообмене Мирового океана с атмосферой//Тр. ГГИ.—1990.—Вып. 348.—С. 17—32.

143. Гальярд Д. Д. Синоптическая метеорология южного полушария//Метеорология южного полушария/Пер. с англ.—Л., 1974.—С. 137—210.

144. Тепловой баланс Земли/Под ред. М. И. Будыко.—Л.: Гидрометеониздат, 1978.—41 с.

145. Тимонов В. В., Смирнова А. И., Непоп К. И. Об очагах взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике//Океанология.—1970.—Т. 10, вып. 5.—С. 745—749.

146. Тимофеев Н. А. Радиационный режим океанов.—Киев: Наук. думка, 1983.—247 с.

147. Тимофеев Н. А. К определению запасов воды в атмосфере над свободной от льда поверхностью океанов//Метеорология и гидрология.—1965.—№ 4.—С. 24—38.

148. Федорова З. П., Янкина З. С. Поступления тихоокеанской воды через Берингов пролив в Чукотское море//Океанология.—1963.—Т. 3, вып. 5.—С. 777—784.

149. Федоров К. Н., Островский А. Г. Климатически значащие физические параметры океана.—Л.: Гидрометеониздат, 1986.—42 с.

150. Характеристики энергообмена океан—атмосфера. Л.: Гидрометеониздат, 1984.—79 с.

151. Харман Г. Современный факторный анализ/Пер. с англ.—М.: Статистика, 1972.—486 с.

152. Чернова Н. П. Атмосферный перенос влаги и водный режим Южной Америки.—М.: Наука, 1979.—88 с.

153. Шарова В. Я. Карта атмосферных осадков над акваторией Мирового океана//Изв. АН СССР. Сер. геогр.—1990.—№ 2.—С. 5—16.

154. Шатунов И. А. Вертикальный профиль влажности и общее влагосодержание атмосферы по разрезу от 60° с. ш. до 60° ю. ш./Проблемы циркуляции в атмосфере и гидросфере Атлантического океана.—Л., 1970.—С. 55—65.

155. Шереметевская О. И., Лунякова Л. П. Опыт обеспечения народного хозяйства долгосрочными прогнозами уровня Каспийского моря//Тр. Гидрометцентра СССР.— 1985.— Вып. 270.— С. 36—42.
156. Шикломанов И. А. Влияние хозяйственной деятельности на речной сток.— Л.: Гидрометеоиздат, 1989.— 334 с.
157. Шикломанов И. А., Маркова О. Л. Проблемы водообеспечения и переброски речного стока в мире.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.— 293 с.
158. Шулейкин В. В. Связь между климатом Европы и переносом тепла в Атлантике//Изв. АН СССР. Сер. ФАО.— 1968.— Т. 4, № 3.— С. 243—261.
159. Augstein E. et al. Mass and energy transports in the undisturbed Atlantic trade-wind flow//Mon. Weather Rev.— 1973.— Vol. 101.— P. 101—111.
160. Austin P. M., Geotis S. G. Precipitation measurements over ocean//Air-sia interaction: instruments and methods.— N. Y., 1980.
161. Baumgarthner A., Reichel. The world water balance.— Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. Co., 1975.— 179 p.
162. Bromwich D. N. Precipitation and accumulation estimates for East Antarctica, derived from rawinsonde information. Res. Rep. Dep. of Meteorology.— Univ. of Wisconsin, 1979.— 142 p.
163. Bryan F., Oort A. Seasonal variation on the global water balance based on aerological data//J. Geophys. Res.— 1984.— Vol. D 89, N 7.— P. 11717—11730.
164. Climates of the oceans.— Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. Co., 1984.— 716 p.
165. Dorman C. E., Bourke R. H. Precipitation over the Pacific ocean, 30°S to 60°N//Mon. Weather Rev.— 1979.— Vol. 107.— P. 896—910.
166. Elliot W. P., Reed R. K. A climatological estimate of precipitation for the World ocean//J. Clim. Appl. Meteorol.— 1984.— Vol. 23.— P. 434—439.
167. Esbensen S. K., Kushnir Y. The heat budget of the global ocean: An atlas based on estimates from surface marine observations//Climatic Research Institute. Rep. N 29.— Corvallis, 1981.— 216 p.
168. Esbensen S. K., Reynolds R. W. Estimating monthly averaged air-sea transfers of heat and momentum using the bulk aerodynamic method//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11.— P. 457—465.
169. Fairbridge R. W. Eustatic changes in sea level//Physics and chemistry of the Earth.— 1961.— Vol. 4.— P. 99—185.
170. Fritz S. Seasonal heat storage in the ocean and heating of the atmosphere//Arch. Meteorol. Geophys. Biokl. Ser. A.— 1958.— Bd. 10, H. 4.— P. 291—300.
171. Grody N. C., Gruder A., Shen W. C. Atmospheric water content over the tropical Pacific derived from the Nimbus-6 scanning microwave spectrometer//J. Appl. Meteorol.— 1980.— Vol. 19, N 8.— P. 986—996.
172. Hastenrath S. On meridional heat transports in the World ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12.— P. 922—927.
173. Hovarth D. Seasonal variations in the vertically integrated water vapor transport fields over the southern hemisphere//Mon. Weather Rev.— 1983.— Vol. 111.— P. 1259—1272.
174. Hellerman S., Rosenstein M. Normal monthly wind stress over the World ocean with error estimates//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13.— P. 1093—1104.
175. Henning D. Untersuchungen zur regionalen Verteilung von Transporten atmosphärischer Relmgrößen über den Äquator. T. 2. Verfrachtung von Enthalpie, latenter Wärme und Wasserdampf//Beitr. Phys. Atmos.— 1968.— Vol. 42.— P. 94—131.
176. Holland J. Z., Rasmusson E. M. Measurements of the atmospheric mass, energy and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropical ocean//Mon. Weather Rev.— 1973.— Vol. 101.— P. 34—45.

177. Huang H. J., Dayton V. G. Moisture analysis of the A stale phase means during GATE//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.—1982.—Vol. 108, N 456.—P. 453—459.
178. Jaeger L. Monatskarten des Niederschlags für die ganze Erde//Ber. Dt. Wetterd.—1976.—Vol. 18, N 139.—38 p.
179. Kidson J. W., Vincent D. G., Newell R. E. Observational studies of the general circulation of the tropics: longterm mean values//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.—1969.—Vol. 95—P. 258—287.
180. Kubota J. Seasonal variation in water vapor balance over the northern hemisphere and Asea//Water balance of monsoon Asia: a climatological approach.—Havai, 1971.—P. 53—73.
181. Kukla G. J. Milancovich and climate: the missing link//Nature.—1974.
182. Laevastu T., Clarke L., Wolff P. M. Oceanic part of the hydrological cycle//WMO/IHD Projects. Rep. N 11.—Geneva, 1969.—71 p.
183. Nitta T. Large-scale heat and moisture budgets during the air mass transformation experiment//J. Meteorol. Soc. Japan.—1976.—Vol. 54.—P. 1—14.
184. Oort A. H. The observed cycle in the meridional transport of atmospheric energy//J. Atmos. Sci.—1971.—Vol. 28.—P. 325—339.
185. Oort A. H. Year-to-year variations in the energy balance of the arctic atmosphere//J. Geophys. Res.—1974.—Vol. 79.—P. 1253—1261.
186. Oort A. H. Adequacy of the rawinsonde network for global circulation studies tested through numerical model output//Mon. Weather Rev.—1978.—Vol. 106.—P. 174—195.
187. Oort A. H., Rasmusson E. M. Atmospheric circulation statistics.—Rockville, 1971.—323 p.
188. Pathak C. Comparison of water vapour data from MONEX-79 and the Tiros-N satellite//Variation global water budget.—D. Reidel, 1983.—P. 120—138.
189. Peczely G. A. Iegkör vizgözkészletének földgömbi rendszere//Jdöjárás.—1983.—Vol. 87.—P. 151—162.
190. Peixoto J. P. Water vapour balance of the atmosphere from five years of hemispheric data//Nordic Hydrol.—1970.—Vol. 1.—P. 120—138.
191. Peixoto J. P. Pole-to-pole water balance for the IGY from aerological data//Nordic Hydrol.—1972.—Vol. 3.—P. 22—45.
192. Peixoto J. P. Atmospheric vapour flux computation for hydrological purposes//WMO Publ.—1973.—N 357.—83 p.
193. Peixoto J. P., Oort A. H. The atmospheric branch of the hydrological cycle and climate//Variation global water budget.—D. Reidel, 1983.—P. 5—65.
194. Peixoto J. P. et al. Atmospheric moisture transport and the water balance of the Mediterranean sea//Water Resour. Res.—1982.—Vol. 18, N 1.—P. 83—90.
195. Peixoto J. P. et al. Intra-annual variation in large-scale moisture fields//J. Geophys. Res.—1981.—C86.—P. 1255—1266.
196. Peixoto J. P., Rosen R. D., Salstein D. A. Seasonal variability in the pole-to-pole modes of water vapour transport during the JGY//Arch. Meteorol. Geophys. Biokl. Ser. A.—1978.—N 27.—P. 233—255.
197. Prabhakara C. Rainfall over oceans inferred from Nimbus 7 SMME: application to 1982-83 El Nino//J. Clim. Appl. Meteorol.—1986.—Vol. 25.—P. 1464—1474.
198. Priestley C. H. Heat transport and zonal stress between latitudes//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.—1949.—Vol. 75.—P. 28—40.

199. Rao M. S. V., Theon J. S. New features of global climatology revealed by satellite-derived oceanic rainfall maps//Bull. Amer. Meteorol. Soc.—1977.—Vol. 58.—P. 1285—1288.

200. Rasmusson E. M. Hydrological application of atmospheric vapour flux analyses//WMO Publ.—1977.—N 476.—50 p.

201. Rasool S. J., Prabhakara C. Heat budget of the southern hemisphere//Problems of atmospheric circulation.—N. Y., 1966.—P. 76—92.

202. Rosen R. D., Omolayo A. S. Exchange of water vapor between land and ocean in the northern hemisphere//J. Geophys. Res.—1981.—C86.—P. 147—152.

203. Rosen R. D., Salstein D. A., Peixoto J. P. Variability in the annual fields of large-scale atmospheric water vapour transport//Mon. Weather Rev.—1979.—Vol. 107.—P. 26—37.

204. Rubin M. J. Atmospheric advection and the antarctic mass and heat budget//Antarctic Res. Geophys. Monogr.—1962.—N 7.—P. 149—159.

205. Saltzman B. Equilibrium climatic zonation deduced from a statistical-dynamical model//CARP Publ. Ser. N 22.—1979.—Vol. 2.—P. 803—841.

206. Schmitt R. W., Bogden P. S., Dorman C. E. Evaporation minus precipitation and density fluxes for the North Atlantic//J. Phys. Oceanogr.—1989.—Vol. 19, N 9.—P. 1208—1221.

207. Sellers W. D. Physical climatology.—Chicago: Univ. of Chicago Press, 1965.—272 p.

208. Starr V. P., Peixoto J. P. Pole-to-pole eddy transport of water vapour in the atmosphere during the JGY//Arch. Meteorol. Geophys. Biokl. Ser. A.—1979.—N 20.—P. 85—114.

209. Starr V. P., White R. M./Direct measurement of the hemispheric poleward flux of water vapour//J. Mar. Res.—1955.—Vol. 14.—P. 217—225.

210. Starr V. P., Peixoto J. P., McKean R. G. Pole-to-pole moisture conditions for the IGY//Pure Appl. Geophys.—1969.—Vol. 75.—P. 300—331.

211. Starr V. P., Peixoto J. P. On the global balance of water vapour and the hydrology of deserts//Tellus.—1958.—Vol. 10.—P. 189—194.

212. Taylor P. K. et al. Atmospheric water distributions determined by the seasat multichannel microwave radiometer//Variations global water budget.—D. Reidel, 1983.—P. 93—106.

213. Vievee W., Davis P. A., Wolf D. E. Technique to use satellite microwave spectrometer data in moisture budget studies of cyclones//Mon. Weather Rev.—1978.—Vol. 106.—P. 1627—1633.

214. World Climatic Programme//WMO Publ.—1986.—N 100.—70 p.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Закономерности формирования атмосферного гидрологического цикла	7
1.1. Структура и взаимосвязь различных звеньев гидрологического цикла	—
1.2. Основные уравнения атмосферного звена гидрологического цикла	12
1.3. Горизонтальный перенос водяного пара	17
1.4. Распределение источников и стоков водяного пара в атмосфере	31
1.5. Влагосодержание атмосферы и его изменения	41
Глава 2. Закономерности формирования полей атмосферной влажности над океанами	49
2.1. Методы расчета влажности воздуха в приводном слое	—
2.2. Годовой ход парциального давления водяного пара над океанами	55
2.3. Методы расчета влагосодержания атмосферы над океаном	59
2.4. Годовой ход влагосодержания атмосферы	66
Глава 3. Закономерности формирования влагообмена на поверхности океанов	70
3.1. Некоторые методические аспекты расчета испарения	—
3.2. Годовой ход испарения	75
3.3. Методы расчета осадков	87
3.4. Годовой ход осадков	91
Глава 4. Закономерности формирования баланса пресных вод в океанах	99
4.1. Методы определения эффективного испарения	—
4.2. Годовой ход эффективного испарения	109
4.3. Особенности формирования водного баланса полярных областей	122
4.4. Пресноводный баланс и водообмен океанов	133
4.5. Распределение источников и стоков термохалинной циркуляции	138
Глава 5. Районирование мирового океана по характеристикам влагообмена	142
5.1. Методика районирования	—
5.2. Результаты районирования	145
Глава 6. Уровень Каспийского моря как индикатор крупномасштабного влагообмена в системе океан—атмосфера—суша	152
6.1. Генезис межгодовой изменчивости уровня моря	—
6.2. Воднобалансовый подход к проблеме прогноза уровня Каспийского моря	165
Заключение	184
Список литературы	187
	197

Малинин Валерий Николаевич

ВЛАГООБМЕН В СИСТЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА

Редактор О. М. Федотова. Художник Бурмистров Г. Б. Художественный редактор Б. А. Бураков. Технический редактор Н. В. Морозова. Корректор О. В. Андреева

ЛР № 020228 от 08.10.91.

Сдано в набор 24.11.93. Подписано в печать 10.02.94. Формат 60 × 90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 12,5. Кр.-отт. 12,5. Уч.-изд. л. 13,68. Тираж 400 экз. Индекс ОЛ-96. Заказ 137.

Гидрометеиздат. 199397 Санкт-Петербург, Беринга, 38.

Ордена Трудового Красного Знамени ГП «Техническая книга» типография № 8 Мининформпечати РФ, 190000, г. Санкт-Петербург, Прачечный переулок, 6.