Биотический насос атмосферной влаги и конденсационная динамика атмосферы

Макарьева А.М. ammakarieva@gmail.com
Кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник
Отделение теоретической физики, Петербургский институт ядерной физики

1. ВВЕДЕНИЕ
2. Проблема: нахождение ограничений на мощность атмосферной циркуляции
3. Предложенные формулировки: выделение потенциальной энергии при конденсации
4. Сравнение теории с наблюдениями:
   -- Ураганы, торнадо, глобальная циркуляция
5. Влияние лесного покрова на транспорт атмосферной влаги: **биотический насос**
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ
7. ЛИТЕРАТУРА

1. ВВЕДЕНИЕ

Роль фазовых переходов воды (конденсации и испарения) в ветровой циркуляции земной атмосферы представляют собой главную нерешённую проблему современной атмосферной гидродинамики. В цикле работ, результаты которых будут изложены в данной лекции, показано, что конденсация водяного пара является основным движущим механизмом атмосферной циркуляции Земли. Наблюдаемая мощность атмосферной циркуляции совпадает с мощностью выделения потенциальной энергии при конденсации водяного пара в гравитационном поле Земли в ветровых структурах различного масштаба, от торнадо и ураганов до глобальной циркуляции. По признанию специалистов, полученные результаты представляют собой “фундаментально новый взгляд” на природу атмосферной циркуляции, требующий серьёзного обсуждения и исследования.

Понимание роли конденсации в атмосферной циркуляции позволит делать физически обоснованные предсказания режима осадков на региональном и глобальном уровне, не существующие в настоящее время. Оно также необходимо для анализа глобальной климатической устойчивости. Образующиеся при широкомасштабной конденсации градиенты давления воздуха отвечают за транспорт атмосферной влаги с океана на сушу, поддерживая существование рек. Этот транспорт максимально интенсивен на суше при наличии естественного лесного покрова (“биотический насос атмосферной влаги”). Это особенно важно для России, имеющей уникальный речной сток, играющий большую роль в региональном энергообеспечении.

2. Проблема: нахождение ограничений на мощность атмосферной циркуляции

Основные публикации:

Makarieva et al. 2017 Tellus https://doi.org/10.1080/16000870.2016.1272752
Makarieva et al. 2013 Atmos. Chem. Phys. https://doi.org/10.5194/acp-13-1039-2013

Общая атмосферная циркуляция определяет многие аспекты климата Земли (Bates, 2012; Shepherd, 2014). Изменение положений циркуляционных ячеек приводит к региональным изменениям климата, например, к изменению режима осадков (Webster, 2004; Bony et al., 2015), а также к существенным изменениям среднеглобальной температуры (Marvel et al.

2013). Что определяет интенсивность ветра и структуру основных ячеек, остаётся неясным (Schneider, 2006; Heffernan, 2016).

В модельных исследованиях было установлено, что мощность генерации ветровой энергии зависит от параметров турбулентной диффузии. Были описаны два предельных случая. Если турбулентная диффузия полагается равной нулю, меридиональные ячейки атмосферной циркуляции не существуют, скорость ветра на поверхности Земли равна нулю, а в атмосфере везде дуют западные ветры (Held and Hou, 1980). Если, напротив, турбулентное трение в тропосфере достаточно велико, меридиональные ячейки Хэдли могут простираться от экватора до полюсов (см, например, рис. 3 работы Marvel et al., 2013). Поэтому, если турбулентное трение известно, то протяжённость и интенсивность ячеек глобальной ветровой циркуляции можно вычислить. Однако параметры турбулентного трения нельзя задать теоретически, они выбираются подгонкой под наблюдения так, что модельная циркуляция совпадает с наблюдением. Это препятствует достоверным прогнозам в ситуации меняющегося климата. В частности, в случае муссонной циркуляции не удаётся с определённость прогнозировать даже знак изменений (уменьшатся осадки или увеличатся) (Hill 2019).

В стационарной атмосфере скорость, с которой кинетическая энергия ветра диссипирует в тепло через турбулентное трение равна скорости, с которой эта энергия генерируется вновь градиентами давления. В работах по конденсационной динамике было предложено уравнение именно на скорость генерации ветровой энергии.

3. Предложенные формулировки: выделение потенциальной энергии при конденсации водяного пара

Основные публикации:
Makarieva & Gorshkov (2007) Hydrology and Earth System Sciences https://doi.org/10.5194/hess-11-1013-2007
Горшков и др. (2012) Журнал эксперимент. и теоретич. физ. https://doi.org/10.1134/S106377611209004X

3.1. Сжатость распределения водяного пара в атмосфере

Атмосферный воздух находится в гидростатическом равновесии, когда давление воздуха p на заданной высоте уравновешивается весом атмосферного столба, расположенного над этой высотой, а уменьшение давления dp при увеличении высоты на dz равно весу газа в слое dz:

$$-\frac{dp}{dz} = MNg\,, \qquad (1)$$

где N (моль м$^{-3}$) — молярная плотность воздуха на высоте z, M = 29 г моль$^{-1}$ — молярная масса воздуха, практически не зависящая от z, g = 9,8 м с$^{-2}$ — ускорение свободного падения. Воздух земной атмосферы близок к идеальному газу и удовлетворяет уравнению состояния идеального газа, $p = NRT$, где T — температура воздуха на высоте z, R = 8,3 Дж К$^{-1}$ моль$^{-1}$ — газовая постоянная. Поэтому уравнение (1) и его решение может быть записано следующим образом:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{h}\,, \qquad p(z) = p_s \exp\left\{-\int_0^z \frac{dz}{h}\right\}, \qquad h \equiv \frac{RT}{Mg}\,, \qquad (2)$$

где p_s — давление воздуха на земной поверхности. В приближении не зависящей от z температуры T, совпадающей со среднеглобальной температурой земной поверхности, $T = T_s$ = 288 К (15 ^{o}C), имеем $h = h_s$ = 8,4 км, $p(z) = p_s\exp(-z/h_s)$.

Для описания гидростатического равновесия водяных паров в атмосфере масштаб высоты h в (2) должен быть заменен на $h_w \equiv RT/M_w g$, где M_w = 18 г моль$^{-1}$ молярная масса воды, существенно отличающаяся от молярной массы воздуха M, $h_{ws} \equiv RT_s/M_w g$ = 13,5 км.

Пары воды непосредственно над поверхностью жидкой воды или влажной почвы находятся в физическом равновесии насыщения. Зависимость парциального давления $p_{\mathrm{H_2O}}$ насыщенных паров воды от температуры воздуха задается известным законом Клапейрона-Клаузиуса (Ландау и др., 1965; Raval, Ramanathan, 1989):

$$p_{\mathrm{H_2O}} = p_{\mathrm{H_2O}s} \exp\left\{\frac{T_{\mathrm{H_2O}}}{T_s} - \frac{T_{\mathrm{H_2O}}}{T}\right\}, \qquad T_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{R} \approx 5300 \text{ K}, \qquad (3)$$

где индексом s снабжены значения соответствующих величин у земной поверхности, $Q_{\mathrm{H_2O}}$ ≈ 44 кДж моль$^{-1}$ — молярная скрытая теплота испарения.

Вычисляя производную по высоте z от парциального давления насыщенных паров воды $p_{\mathrm{H_2O}}$ на разных высотах, из соотношений (3) получаем:

$$\frac{dp_{\mathrm{H_2O}}}{dz} = -\frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_{\mathrm{H_2O}}}, \qquad p_{\mathrm{H_2O}} = p_{\mathrm{H_2O}s} \exp\left\{-\int_0^z \frac{dz}{h_{\mathrm{H_2O}}}\right\}, \qquad h_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{T^2}{\left(-\frac{dT}{dz}\right) T_{\mathrm{H_2O}}}. \quad (4)$$

Соотношения (4) имеют тот же вид, что и уравнение для давления воздуха в гидростатическом равновесии (2), но с другим значением высоты $h_{\mathrm{H_2O}}$, зависящим от величины отрицательного вертикального градиента температуры воздуха $G \equiv -dT/dz$. Второе соотношение (4) представляет собой другую математическую форму закона Клапейрона-Клаузиуса (3).

Равенство $h_{\mathrm{H_2O}} = h_w$, при котором уравнение (2), записанное для водяных паров с заменой h на h_w, совпадает по форме с уравнением (4), определяет величину отрицательного вертикального градиента температуры $G = G_{\mathrm{H_2O}}$, при котором водяной пар является насыщенным во всей атмосфере, находясь при этом в гидростатическом равновесии, т.е. в таком состоянии, когда парциальное давление водяного пара на высоте z равно весу всего водяного пара в атмосферном столбе над этой высотой. Приравнивая высоты $h_w \equiv RT/M_w g$ (2) и $h_{\mathrm{H_2O}}$ (4), получаем:

$$G \equiv \left(-\frac{dT}{dz}\right) = G_{\mathrm{H_2O}} = \frac{T_s}{H} = 1{,}2 \text{ К км}^{-1}, \quad H \equiv \frac{RT_{\mathrm{H_2O}}}{M_w g} = 250 \text{ км}. \quad (5)$$

При выводе (5) мы учли, что $\exp(-z/H) \approx 1$ при $z \le h_w$ в силу $h_w/H \approx 0{,}05 \ll 1$. Различие в абсолютных температурах земной поверхности в экваториальных и приполярных областях изменяют численную величину $G_{\mathrm{H_2O}}$ (5), полученную для среднеглобального значения T_s = 288 К, не более, чем на 10%.

Полученная величина $G_{\mathrm{H_2O}}$ = 1,2 К км$^{-1}$ является фундаментальным параметром, определяющим характер атмосферных процессов.

При $G < G_{\mathrm{H_2O}}$ пары воды во всей атмосфере находятся в гидростатическом равновесии, но являются насыщенными только у земной поверхности, т.е. $p_w(z) < p_{\mathrm{H_2O}}(T(z))$ для $z > 0$ и $p_w(z) = p_{\mathrm{H_2O}}(T_s)$ для $z = 0$, где p_w — наблюдаемое парциальное давление паров воды на высоте z. Относительная влажность, равная $p_w/p_{\mathrm{H_2O}}$, уменьшается с высотой. Поскольку в состоянии гидростатического равновесия давление паров воды и воздуха на заданной высоте скомпенсировано весом атмосферного столба водяных паров и воздуха над этой высотой, макроскопические потоки воздуха и влаги в атмосфере отсутствуют. Поглощенное земной поверхностью солнечное излучение приводит к испарению влаги над океаном и почвой, которая немедленно конденсируется на микроскопических расстояниях от земной поверхности порядка длины свободного пробега молекул. Энергия,

затраченная на испарение, переходит в конечном счете в тепловое излучение земной поверхности, поэтому скрытое тепло в атмосферу не поступает.

Принципиально иная ситуация возникает при $G > G_{\mathrm{H_2O}}$. В этом случае пары воды оказываются насыщенными во всем атмосферном столбе, $p_w(z) = p_{\mathrm{H_2O}}(T(z))$, но не могут находиться в гидростатическом равновесии. Температура убывает с высотой так быстро, что расположенное над уровнем z количество водяного пара, необходимое для гравитационной компенсации давления водяного пара на уровне z, превышает насыщенную концентрацию влаги и не может удержаться в атмосфере. Избыточная влага конденсируется и выпадает в осадки. При этом давление насыщенного водяного пара у земной поверхности становится больше веса атмосферного столба паров воды. Отрицательный вертикальный градиент давления паров воды, $-dp_w/dz$, становится больше веса единицы объема водяного пара, см. (1), что соответствует существованию направленной вверх силы, действующей на единицу объема воздуха. Вследствие этого возникают восходящие потоки воздуха и водяного пара, сопровождаемые переносом скрытого тепла. Отклонение водяного пара от насыщения у земной поверхности восполняется непрерывным процессом испарения. Если процесс испарения прекращается, в атмосфере устанавливается гидростатическое равновесие паров воды с относительной влажностью у поверхности земли, много меньшей единицы.

Отсутствие гидростатического равновесия для паров воды приводит к сильному сжатию вертикального распределения паров воды по сравнению с распределением воздуха (2). При наблюдаемом среднем атмосферном значении $G = G_{ob} = 6{,}5$ К км$^{-1}$, см. Приложение, из определений h в (2), $h_{\mathrm{H_2O}}$ в (4) и $G_{\mathrm{H_2O}}$ в (5) имеем:

$$\frac{h}{h_{\mathrm{H_2O}}} = \frac{G_{ob}}{G_{\mathrm{H_2O}}}\frac{M_w}{M}\frac{T_s}{T} \equiv \beta \equiv \beta_s\frac{T_s}{T}, \quad \beta_s = 3{,}5. \qquad (6)$$

Коэффициент сжатия β слабо растет с увеличением высоты z вследствие падения температуры T с высотой при наблюдаемой величине $G_{ob} = 6{,}5$ К км$^{-1}$. На высоте $z = h_{\mathrm{H_2O}}$, определяющей масштаб вертикального распределения паров воды, коэффициент β увеличивается на 5%. Пренебрегая этим изменением и полагая β постоянной величиной $\beta = \beta_s = 3{,}5$, получаем из (2), (4) и (6) следующее соотношение:

$$\frac{p_{\mathrm{H_2O}}(z)}{p_{\mathrm{H_2O}s}} = \exp\left\{-\int_0^z \frac{dz'}{h_{\mathrm{H_2O}}}\right\} \approx \exp\left\{-\beta\int_0^z \frac{dz'}{h}\right\} = \left(\frac{p(z)}{p_s}\right)^{\beta}. \qquad (7)$$

Соотношение (7) означает, что распределение водяных паров в тропосфере сжато по сравнению с распределением воздуха в 3,5 раза. Масштаб вертикального распределения водяных паров в атмосфере $h_{\mathrm{H_2O}} = h/\beta = 2{,}4$ км. Этот теоретический расчет согласуется с наблюдаемым для распределения паров воды вертикальным масштабом порядка 2 км (Weaver, Ramanathan, 1995).

Согласно рассмотренным нами физическим законам, восходящие потоки влаги и воздуха существуют всегда, когда градиент температуры воздуха превышает $G_{\mathrm{H_2O}} = 1{,}2$ К км$^{-1}$, т.е. величину, намного меньшую как сухого, так и влажного адиабатического градиентов, составляющих 9,8 и ≈ 6 К км$^{-1}$, соответственно. Причиной возникновения этих потоков является не неравномерность нагрева атмосферы, а нескомпенсированность поверхностного давления водяного пара его весом в атмосферном столбе, рис. 1а. Возникающая при этом сила всегда направлена вверх, рис. 1б, и действует одинаково на объемы воздуха с плотностью как меньшей, так и большей средней величины. Количественное рассмотрение этой силы позволяет оценить характерные скорости вертикального и горизонтального движения воздушных масс в атмосфере.

3.2 Мощность атмосферной циркуляции

Уравнение Эйлера стационарного подъема воздушных масс под действием силы, возникающей в результате нарушения аэростатического равновесия водяных паров в атмосфере, имеет вид:

$$\frac{1}{2}\rho\frac{dw^2}{dz} = -\frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_w} - \frac{dp_{\mathrm{H_2O}}}{dz} = (\beta - \beta_0)\frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h} \equiv f, \qquad (8)$$

Здесь $p_{\mathrm{H_2O}}$ — определяемое формулой (7) парциальное давление насыщенных водяных паров на высоте z в условиях наблюдаемого отрицательного вертикального градиента температуры воздуха G_{ob} = 6,5 К км$^{-1}$, $\beta \approx 3{,}5$, $\beta_0 \equiv M_w/M = 0{,}62$; w — вертикальная скорость воздушных масс на высоте z; $\rho \equiv NM = p/gh$ — массовая плотность воздуха; N — молярная плотность воздуха; $h \equiv RT/(Mg)$, $h_w = RT/(M_w g)$, см. (2); p — давление воздуха на высоте z, определяемое формулой (2).

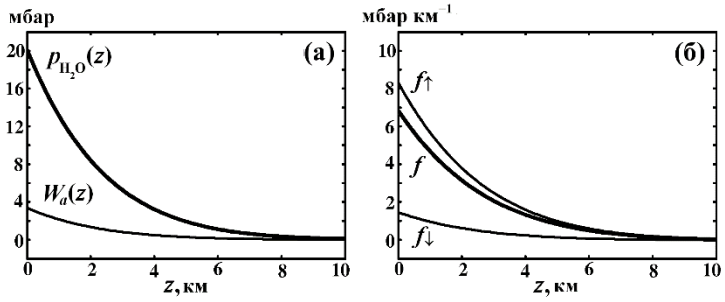

Рис. 1. Давление водяного пара и сила испарения в земной атмосфере. (а) Парциальное давление насыщенного водяного пара $p_{\mathrm{H_2O}}(z)$ (3) и вес насыщенного водяного пара $W_a(z) \equiv \int_z^\infty \frac{p_{\mathrm{H_2O}}(z')}{h_w(z')}dz'$, $h_w(z) \equiv RT(z)/(M_w g)$, в атмосферном столбе над высотой z при G_{ob} = 6,5 К км$^{-1}$. Парциальное давление водяного пара у поверхности принято равным $p_{\mathrm{H_2O}}(0)$ = 20 мбар. (б) Направленная вверх сила испарения f (8), равная разности отрицательного градиента давления сжатого водяного пара $f\uparrow(z) \equiv -dp_{\mathrm{H_2O}}(z)/dz$ и веса паров воды в единице объема $f\downarrow \equiv p_{\mathrm{H_2O}}(z)/h_w$: $f = f\uparrow - f\downarrow$. Сила испарения в сотни раз превосходит характерные силы горизонтального барометрического градиента, имеющие порядок 1 мбар (100 км)$^{-1}$ = 0,01 мбар км$^{-1}$.

Главным уравнением конденсационной динамики является уравнение на мощность атмосферной циркуляции в гидростатической атмосфере (где вся ветровая мощность генерируется в горизонтальной плоскости) на изотермической поверхности. Оно имеет вид (Makarieva et al. 2013a; Горшков и др. 2012; Makarieva et al. 2019)

$$-u\frac{\partial p}{\partial x} = fw = S \qquad (9)$$

Здесь u – горизонтальная скорость ветра, w – вертикальная скорость ветра, p – давление, f – сила испарения и S – скорость конденсации в энергетических единицах, равная работе в единицу времени силы испарения f. Смысл уравнения (9) в том, что мощность ветровой циркуляции определяется работой в единицу времени силы испарения, которая равна скорости выделения потенциальной энергии, связанной со сжатым распределением водяного пара (Makarieva et al. 2019). Поскольку скорость конденсации и осадки является наблюдаемой величиной, появляется возможность эмпирической проверки теоретической

зависимости (9). Такая проверка была проведена для ветровых циркуляций, где скорости конденсации различаются на несколько порядков величины.

4. Сравнение теории с наблюдениями: ураганы, торнадо, глобальная циркуляция

Основные публикации:
Makarieva & Gorshkov (2011) Phys. Lett. A http://doi.org/10.1016/j.physleta.2011.01.005
Makarieva et al. (2011) Phys Lett. A https://doi.org/10.1016/j.physleta.2011.04.023
Makarieva et al. (2013b) Journal of Atmos. Sci. https://doi.org/10.1175/JAS-D-12-0231.1
Makarieva et al. (2015) Phys. Lett. A https://doi.org/10.1016/j.physleta.2015.07.042

1) Интеграл Бернулли для урагана получен в виде алгебраического уравнения для суммы конденсационной потенциальной и кинетической радиальной и тангенциальной энергий. С учетом устойчивого вращения глаза урагана и уменьшения углового момента по направлению к центру урагана показано, что теоретические профили давления и скоростей хорошо согласуются с наблюдениями для интенсивных ураганов. Подтверждены оценки порядков величин всех характеристик ураганов, полученные ранее в рамках конденсационной динамики в полюсном приближении (Makarieva & Gorhskov 2011).

2) Найдено решение уравнения Бернулли при конденсации водяного пара для стационарного центрально-симметричного смерча. Полученные профили вертикальной, радиальной и тангенциальной скоростей ветра в зависимости от удаления от центра конденсации согласуются с наблюдениями для Мулхаллского торнадо – крупнейшего в истории наблюдений, а также наиболее долгоживущего из трех торнадо, для которых сегодня имеются данные по трехмерной циркуляции (Makarieva et al. 2011).

3) Для глобальной циркуляции также показано хорошее совпадение теоретического предсказания с наблюдаемой оценкой мощности (Makarieva et al. 2013b).

5. Влияние лесного покрова на транспорт атмосферной влаги: биотический насос

Основные публикации:
Makarieva & Gorshkov 2007 HESS https://doi.org/10.5194/hess-11-1013-2007
Makarieva et al. 2013c Theoretical and Applied Climatology https://doi.org/10.1007/s00704-012-0643-9
Makarieva et al. 2014 Journal of Hydrometeorology https://doi.org/10.1175/JHM-D-12-0190.1

Описанный механизм конденсационной динамики объясняет, каким образом лесной покров может обеспечивать транспорт атмосферной влаги с океана на сушу (явление, получившее название биотического насоса атмосферной влаги (Makarieva, Gorshkov, 2007)). В ряде последних работ влияние леса на атмосферный транспорт установлено эмпирически (Levermann et al., 2009; Chikoore and Jury, 2010; Andrich and Imberger, 2013; Poveda et al., 2014; Herzschuh et al., 2014; Levermann et al., 2016; Boers et al., 2017), но предлагаемые теоретические объяснения являются противоречивыми (Levermann et al., 2016; Boosand Storelvmo, 2016).

Анализ накопленных данных по мировым осадкам на суше и в океане однозначно демонстрирует существование лесного биотического насоса (Makarieva et al. 2013b). Важнейшим для России является рассмотрение сезонных изменений осадков в

евразийском лесном поясе протяжённостью более семи тысяч километров. Этот лесной насос проходит через самые удаленные от океанов области суши, покрытые лесом, рис. 2. Сибирская тайга, леса северо-запада России и Скандинавии имеют максимум биологической активности в течение конца июня, всего июля и начала августа, рис. 2а. В этот сезон ненарушенный биотический лесной насос работает с наибольшей мощностью. Он забирает бóльшую часть влаги, испарившейся в Атлантическом океане, и распределяет в виде осадков на протяжении семи тысяч километров. При этом осадки лишь незначительно уменьшаются с удалением от океана, рис. 2а. Количество осадков в океане летом, когда испарение максимально, вдвое ниже средних осадков над лесным поясом.

Зимой лес биологически неактивен, и испарение леса происходит только за счет перехвата снежного покрова аборигенными кронами деревьев, что предотвращает катастрофические весенние паводки. Осадки над океаном зимой более чем втрое превышают осадки летом, хотя испарение зимой минимально, рис. 2б. Осадки над лесом зимой малы, убывают с расстоянием от океана быстрее, чем летом, но гораздо медленнее, чем в лишённых леса областях. На рис. 3 приведено отношение осадков в океане и на суше во влажном (летом) и сухом (зимой) сезонах к средним осадкам в океане в те же сезоны для Евразийского лесного насоса и Австралии, где биотический лесной насос отсутствует. В обезлесенной Австралии и в сухой, и во влажный сезоны осадки малы и убывают при удалении от океана в несколько раз быстрее, чем зимой в Евразийском лесном поясе.

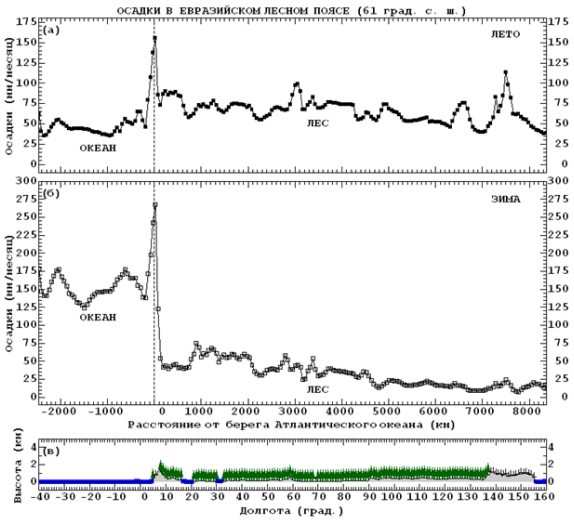

Рис. 2. Летнее и зимнее распределение осадков по шестьдесят первой параллели в Евразии (Makarieva et al. 2013c).

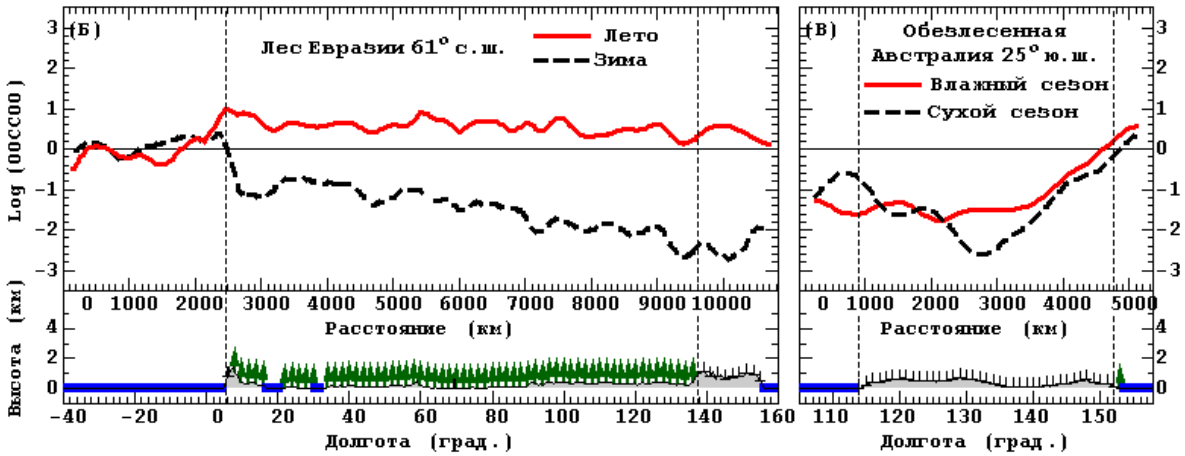

Рис. 3. Отношение осадков на суше к средним осадкам на океане на той же широте для Евразийского лесного пояса и обезлесенной Австралии (Makarieva et al. 2013c).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В описанных работах продемонстрирована связь скорости конденсации атмосферной влаги и скорости генерации мощности ветровой энергии атмосферы. Описанные физические механизмы лежат в основе явления биотического насоса атмосферной влаги, когда обширный лесной покров за счёт высокой скорости испарения и конденсации обеспечивает интенсивный транспорт атмосферной влаги с океана на сушу.

Изложенные результаты намечают возможную стратегию восстановления необходимого для жизни людей водного режима суши, который может привести к обводнению пустынь и засушливых территорий. Ликвидация лесного покрова в крупнейших речных бассейнах мира за времена порядка нескольких лет приведет к уменьшению речного стока на порядок величины, возникновению засух, наводнений и пожаров, частичному опустыниванию в прибрежной полосе и полному — внутри континентов. Экономические потери от этого на много порядков величины превысят экономические выгоды от вырубки лесов. Поэтому целесообразно срочно пересмотреть лесную политику во всем мире. Прежде всего, необходимо немедленно прекратить освоение оставшихся ненарушенных лесов на всех территориях речных бассейнов, а не только на расстоянии нескольких километров вдоль крупных рек, и, в особенности, на территориях выхода лесов на берега океана и внутренних морей. Далее необходимо начать планомерное восстановление аборигенного лесного покрова на территориях, прилегающих к естественным лесам. Только на этих территориях восстановленные леса смогут устойчиво поддерживать водный режим и в дальнейшем самостоятельно расширять речной бассейн.

Состояние, при котором естественный лесной покров будет восстановлен на большей части не используемых в настоящее время засушливых территорий, будет столь же устойчивым, как и естественные леса, существующие уже миллионы лет. Экологически грамотное человечество будущего навсегда получит в свое распоряжение неограниченные водные ресурсы восстановленных речных бассейнов.

ЛИТЕРАТУРА

Andrich, M. A. and J. Imberger, 2013: The effect of land clearing on rainfall and freshwater resources in Western Australia: A multi-functional sustainability analysis.Int.J. Sustainable Dev. World Ecol.,20, 549–563, doi:10.1080/13504509.2013.850752.

Bates, J. R. 2012. Climate stability and sensitivity in some simple conceptual models. Clim. Dyn. 38, 455–473. DOI:10.1007/s00382-010-0966-0.
Boers, N., N. Marwan, H. M. J. Barbosa, and J. Kurths, 2017: A deforestation-induced tipping point for the South American monsoon system. Sci. Rep.,7, 41 489, doi:10.1038/srep41489.
Bony, S., Stevens, B., Frierson, D. M. W., Jakob, C., Kageyama, M. and co-authors. 2015. Clouds, circulation and climate sensitivity. Nat. Geosci. 8, 261–268. DOI:10.1038/ngeo2398.
Boos, W. R. and T. Storelvmo, 2016: Reply to Levermann et al.: Linear scaling formonsoons based on well-verified balance between adiabatic cooling and latent heatrelease.Proc. Natl. Acad. Sci.,113, E2350–E2351, doi:10.1073/pnas.1603626113.
Chikoore, H. and M. R. Jury, 2010: Intraseasonal variability of satellite-derived rain-fall and vegetation over Southern Africa.Earth Interact.,14, 1–26, doi:10.1175/2010EI267.1.
Heffernan, O. 2016. The mystery of the expanding tropics. Nature 530, 20–22. DOI:10.1038/530020a.
Held, I. M. and Hou, A. Y. 1980. Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. J. Atmos. Sci. 37, 515–533. DOI:10.1175/1520-0469(1980)037<0515:NASCIA>2.0.CO;2.
Herzschuh, U., J. Borkowski, J. Schewe, S. Mischke, and F. Tian, 2014: Moisture-advection feedback supports strong early-to-mid Holocene monsoon climate on the eastern Tibetan Plateau as inferred from a pollen-based reconstruction.Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology,402, 44 – 54, doi:10.1016/j.palaeo.2014.02.022.
Hill S.A. (2019) Theories for Past and Future Monsoon Rainfall Changes. Current Climate Change Reports 5: 160-171. https://doi.org/10.1007/s40641-019-00137-8
Levermann, A., V. Petoukhov, J. Schewe, and H. J. Schellnhuber, 2016: Abrupt monsoon transitions as seen in paleorecords can be explained by moisture-advection feedback. Proc. Natl. Acad. Sci.,113, E2348–E2349, doi:10.1073/pnas.1603130113.
Levermann, A., J. Schewe, V. Petoukhov, and H. Held, 2009: Basic mechanism forabrupt monsoon transitions.Proc. Natl. Acad. Sci.,106, 20 572–20 577, doi:10.1073/pnas.0901414106.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G. (2007) Biotic pump of atmospheric moisture as driver of the hydrological cycle on land. Hydrology and Earth System Sciences, 11, 1013-1033.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Nefiodov A.V. (2011) Condensational theory of stationary tornadoes. Physics Letters A, 375, 2259-2261.
Gorshkov V.G., Makarieva A.M., Nefiodov A.V. (2012) Condensation of water vapor in the gravitational field. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 115, 723-728.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Sheil D., Nobre A.D., Li B.-L. (2013a) Where do winds come from? A new theory on how water vapor condensation influences atmospheric pressure and dynamics. Atmospheric Chemistry and Physics, 13, 1039-1056.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Nefiodov A.V., Sheil D., Nobre A.D., Bunyard P., Li B.-L. (2013b) The key physical parameters governing frictional dissipation in a precipitating atmosphere. Journal of the Atmospheric Sciences, 70, 2916-2929. 10.1175/JAS-D-12-0231.1
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Li B.-L. (2013) Revisiting forest impact on atmospheric water vapor transport and precipitation. Theoretical and Applied Climatology, 111, 79-96. doi: 10.1007/s00704-012-0643-9.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Sheil D., Nobre A.D., Bunyard P., Li B.-L. (2014) Why does air passage over forest yield more rain? Examining the coupling between rainfall, pressure, and atmospheric moisture content. Journal of Hydrometeorology, 15, 411-426.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Nefiodov A.V. (2015) Empirical evidence for the condensational theory of hurricanes. Physics Letters A, 239, 2396-2398.
Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Nobre A.D., Nefiodov A.V., Sheil D., Nobre P., Li B.-L. (2019) Comments on "Is condensation-induced atmospheric dynamics a new theory of the origin of the winds?". Journal of the Atmospheric Sciences, 76, 2181-2185.
Marvel, K., Kravitz, B. and Caldeira, K. 2013. Geophysical limits to global wind power. Nat. Clim. Change 3, 118–121. DOI:10.1038/nclimate1683.

Poveda, G., L. Jaramillo, and L. F. Vallejo, 2014: Seasonal precipitation patterns along pathways of South American low-level jets and aerial rivers.Water Resour. Res., 50,98–118, doi:10.1002/2013WR014087.
Schneider, T. 2006. The general circulation of the atmosphere. Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 34, 655–688. DOI:10.1146/annurev.earth.34.031405.125144.
Shepherd, T. G. 2014. Atmospheric circulation as a source of uncertainty in climate change projections. Nat. Geosci. 7, 703–708. DOI:10.1038/ngeo2253.
Weaver CP, Ramanathan V (1995) Deductions from a simple climate model: Factors governing surface temperature and atmospheric thermal structure. Journal of Geophysical Research 100D, 11585-11591.
Webster, P. J. 2004. The elementary Hadley circulation. In : The Hadley Circulation: Present, Past and Future, Volume 21 of Advances in Global Change Research (eds. H. F. Diaz and R. S. Bradley) Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 9–60