

Рисунок 1

Аномалия температуры поверхности океана в декабре 1997 года [Дийкстра, 2007]

Эль-Ниньо – феномен катастрофического повышения температуры поверхности Тихого океана в его восточной части. По данным американских источников ущерб от Эль-Ниньо 1982-1983 гг. только в США составил $13 \cdot 10^9$ \$, погибло от 1,5 до 2 тысяч человек. По оценкам страховой компании Munich Re полный ущерб от Эль-Ниньо в 1997-1998 гг. оценивается в $34 \cdot 10^9$ \$, погибли приблизительно 24 000 человек. На рис.1 показана аномалия, которая определяется как разность температуры поверхности океана во время Эль-Ниньо и при его отсутствии (это фаза называется Ла-Ниньо). Как видим, она достигает 5°C , что оказывает существенное влияние на погоду не только Американского континента, но и погоду в тропических странах западной части Тихого океана (восточная и северная Австралия, Новая Гвинея, Индонезия, Филиппины, Полинезия, Маршалловы и другие острова Тихого океана). Температура поверхности океана определяется взаимодействием океана и атмосферы и зависит от океанских течений, основной причиной которых является тангенциальное воздействие ветра на поверхности воды и уклон поверхности океана.

Эль-Ниньо начинается с повышением давления воздуха в западной части Тихого океана (Индонезия, Австралия, Новая Гвинея) и падением давления в его восточной части (острова Французской Полинезии, о. Пасхи). Восточные пассаты ослабевают и исчезают. Их сменяют западные антипассаты, которые носят характер сильных штормов, атакующих Тихоокеанские берега Американского континента. Они сгоняют к берегам Америки теплую воду с востока,

создавая аномалию температуры поверхности океана. Эта аномалия порядка $0,5^{\circ}\text{C}$ может существовать несколько недель и исчезнуть. Однако если эта аномалия существует больше 5 недель и растёт, то она превращается в Эль-Ниньо. Для прогнозирования феномена был введен индекс Южной осцилляции SOI. Он определяется как разность давления воздуха между восточной и западной частью тропической зоны Тихого океана. Если $\text{SOI} > 0$, то имеет место Ла-Ниньо. Но если $\text{SOI} < 0$, то это Эль-Ниньо. Понижение давления наблюдается над теплыми водами, вследствие конвекции воздуха. Над холодными водами наблюдается повышенное давление. Таким образом, феномен Эль-Ниньо управляется ветром и течениями на экваторе Тихого океана.

Проблема адекватной теории экваториальных течений давно интригует исследователей (Фельзенбаум, 1970; Коротаев, Михайлова, Шапиро, 1986). Главной особенностью течений, расположенных точно на экваторе, является обращение в ноль горизонтальной составляющей силы Кориолиса, пропорциональной $\sin \varphi$, где φ - широта. Поэтому теория экваториальных течений должна строиться как теория течений мелкого моря, в которой градиент давления уравнивается турбулентным трением.

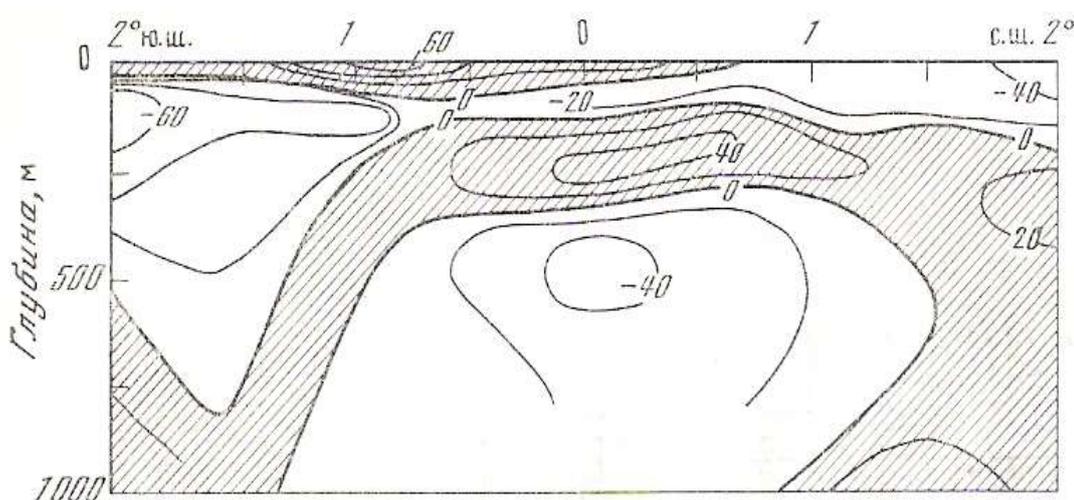


Рисунок 2.

Изоахи зональной составляющей скорости течения в тропической части Тихого океана 140° в.д. в апреле 1966 г. (Корт et al., 1966; Бурков, 1978). Течения со знаком плюс (заштрихованы) направлены на запад, со знаком минус – на восток.

Фаза Ла Ниньо

Измерения показывают (рис.2), что течения на экваторе Тихого океана в фазе Ла Ниньо имеют четырёх ярусную структуру. Пассатное течение, направленное на запад, подстиляется противотечением Кромвелла, направленным на восток. Ниже течения Кромвелла имеется еще два течения: промежуточное экваториальное течение, направленное на запад и глубинное экваториальное течение, направленное, также как и течение Кромвелла, на восток. Наблюдения показывают также, что течения на экваторе существенно турбулентны. Это проявляется, в

частности, в размытости стратификации пассивных примесей на экваторе и в переносе потоков массы, тепла и импульса через пикноклин (Дрейк et al.,1982). Турбулентность здесь возбуждается нелинейными ветровыми волнами, неустойчивостью сдвиговых течений и противотечениями, нелинейными внутренними волнами, экваториальными нелинейными волнами Россби, Кельвина и Янаи, для которых зона экватора является волноводом. В результате коэффициент сдвиговой турбулентной вязкости A имеет порядок $100 \text{ см}^2/\text{с}$ (Williams, Gibson, 1974), что характерно для шельфовой зоны морей, но не типично для открытого океана, где коэффициент A имеет порядок нескольких десятков $\text{см}^2/\text{с}$ и менее (Озмидов,1968). Таким образом, решение проблемы следует связывать с полнотой описания турбулентного характера движения вод на экваторе. Теория мезомасштабной турбулентности предложенная в работах (Арсеньев et.al, 2010), позволяет рассчитать течения на экваторе в фазе Эль-Ниньо и Ла-Ниньо, Введение в теорию множества мезо-масштабных вихрей и пространственное осреднение требует сохранять и асимметрию тензора турбулентных напряжений Рейнольдса R_{ij} . Тем самым, мы расширяем обычную систему уравнений турбулентности, дополняя ее уравнениями для описания среднего углового момента течений и момента инерции вращающихся турбулентных вихрей

$$\frac{\partial J \Pi_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (J \Pi_i u_j) = \varepsilon_{ikj} R_{kj} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu_{ij} , \quad (1)$$

$$\frac{\partial J}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (J u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (v \frac{\partial J}{\partial x_j}) , \quad (2)$$

$$\mu_{ij} = 2\eta J \frac{\partial \Pi_i}{\partial x_j} + \nu \Pi_i \frac{\partial J}{\partial x_j} , \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} , \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 , \quad (5)$$

$$R_{ij} = A_{ijkl} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right) - 2N_{ijkl} \varepsilon_{klm} \omega_m . \quad (6)$$

Здесь $\Pi_i = \Omega_i + \omega_i$, $\Omega_i = (1/2) \varepsilon_{ijk} (\partial u_j / \partial x_k)$ - завихренность среднего течения, ω_i - спиновая скорость мезовихрей, ε_{ikj} - альтернирующий тензор Леви-Чивита. Тензор коэффициентов сдвиговой вязкости A_{ijkl} считается кососимметричным относительно вертикального направления. Тензор коэффициентов вращательной вязкости полагается изотропным: $N_{ijkl} = N \delta_{ik} \delta_{jl}$.

Направим ось x на восток, ось y – на север и ось z - вниз от невозмущенной поверхности океана $z = 0$. При изучении течений в экваториальной плоскости (x, z) , возникающих под действием зонального наклона уровня поверхности океана $\gamma = \partial \zeta / \partial x$, мы можем считать $\partial / \partial x = \partial / \partial y = 0$ и свести систему (1) – (6) к пяти уравнениям (несколько меняя их последовательность):

$$\partial_z (A \partial_z u + 2N \omega_y) = g \partial_x \zeta, \quad (7)$$

$$\partial_z (2\eta J \partial_z \omega_x) + \partial_z (v \omega_x \partial_z J) = 4N \omega_x, \quad (8)$$

$$\partial_z [2\eta J \partial_z (\Omega_y + \omega_y) + v (\Omega_y + \omega_y) \partial_z J] = 4N \omega_y, \quad (9)$$

$$\partial_z (2\eta J \partial_z \omega_z) + \partial_z (v \omega_z \partial_z J) = 4N \omega_z, \quad (10)$$

$$\partial_z (v \partial_z J) = 0, \quad (11)$$

относительно зональной скорости u , трех составляющих угловой скорости вращения мезовихрей ω_i и приведенного момента инерции $J = r^2$, где r – радиус мезовихрей. Из трех компонент завихренности Ω_i среднего течения отличной от нуля оказывается лишь меридиональная составляющая $\Omega_y = (1/2)(\partial_z u)$.

Уравнение (11) легко интегрируется

$$J = J_0 + (J_H - J_0)(z/H), \quad (12)$$

где H – глубина изучаемого слоя океана. Решение (12) определяет характер изменения размеров мезовихрей по вертикали. Однако, лабораторные эксперименты показывают, что благодаря собственному вращению мезовихри весьма устойчивы, и их размер с глубиной не меняется. Следовательно, мы можем считать $J_0 = J_H = J = const$.

Остающиеся четыре уравнения (7) - (10) имеют решение

$$\omega_p = \omega_p^H \frac{sh(lz)}{sh(lH)} + \omega_p^0 \frac{sh[l(H-z)]}{sh(lH)}, \quad (13)$$

$$\omega_y = \frac{1}{2N} \left[A \kappa \frac{u_0 sh(\kappa z)}{ch(\kappa H) - 1} + 2N \omega_y^0 ch(\kappa z) \right], \quad (14)$$

$$u = \frac{g\gamma}{2A}(\alpha H^2 - z^2) + \frac{T^0}{A}(\alpha H - z) + \frac{2N\omega_y^0}{A\kappa}[\alpha sh(\kappa H) - sh(\kappa z)] + u^0 \left[\frac{ch(\kappa H) - ch(\kappa z)}{ch(\kappa H) - 1} \right], \quad (15)$$

где индекс p принимает два значения x или z и

$$\alpha = \frac{ch(\kappa z) - 1}{ch(\kappa H) - 1}, \quad \kappa^2 = \frac{2A}{\eta J [(A/N) - 1]}, \quad l^2 = \frac{2N}{\eta J}. \quad (16)$$

Решение (13) – (16) удовлетворяет граничным условиям:

$$u = u^0, \quad -A \frac{\partial u}{\partial z} - 2N \omega_y^0 = T^0, \quad \omega_x = \omega_x^0, \quad \omega_z = \omega_z^0, \quad (z = 0) \quad (17)$$

$$u = 0; \quad \omega_x = \omega_x^H, \quad \omega_z = \omega_z^H \quad (z = H). \quad (18)$$

Связь поверхностной скорости u^0 и тангенциального напряжения ветра T^0 с зональной скоростью ветра W задается формулами: $u^0 = KW$, $T^0 = cW^2$, где $K = 0,02$, $c = 2 \cdot 10^{-6}$.

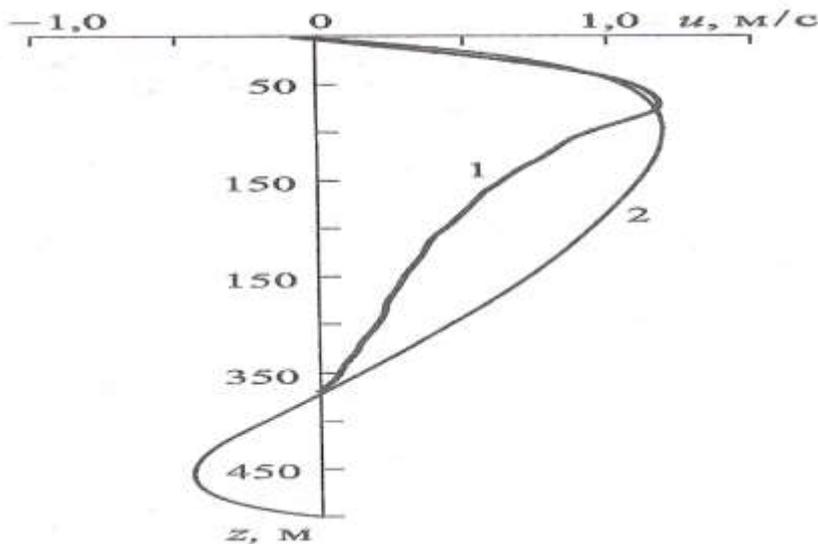


Рисунок 3.

Сборный профиль течения Ломоносова, полученный осреднением по долготе в квадрате от 20 до 30 з. д. (кривая 1). Кривая 2 – теоретический расчет по формуле (15) при $H = 500$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 1600$ м², $r = 57$ м, $\gamma = 2 \cdot 10^{-8}$, $u^0 = -0,1$ м/с, $\omega_y^0 = -0,048$ с⁻¹, $T^0 = -0,05$ дин/см²

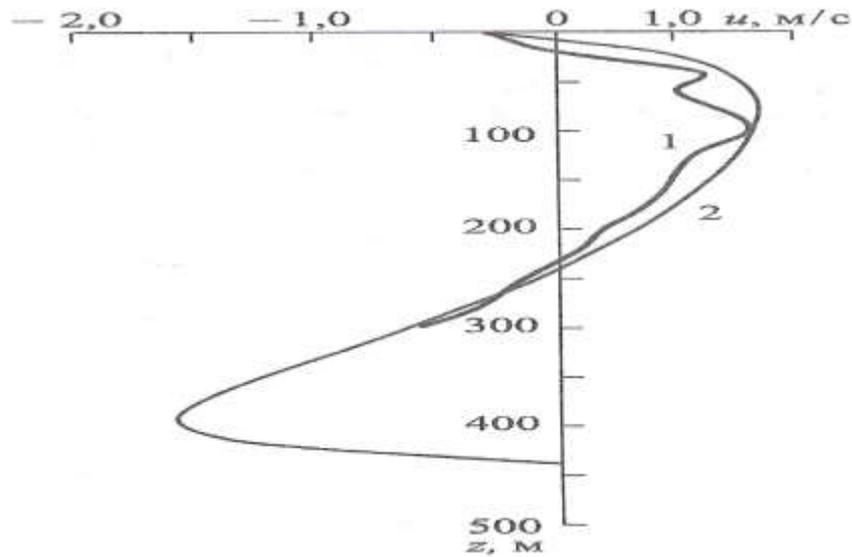


Рисунок 4.

Течения, измеренные в Тихом океане, точке с координатами 0° широты и 122° з.д. (кривая 1). Кривая 2 – расчет по формуле (15) при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\gamma = 4,7 \cdot 10^{-8}$, $u^0 = -0,3$ м/с, $\omega_y^0 = -0,0516$ с⁻¹, $T^0 = -0,2$ дин/см²

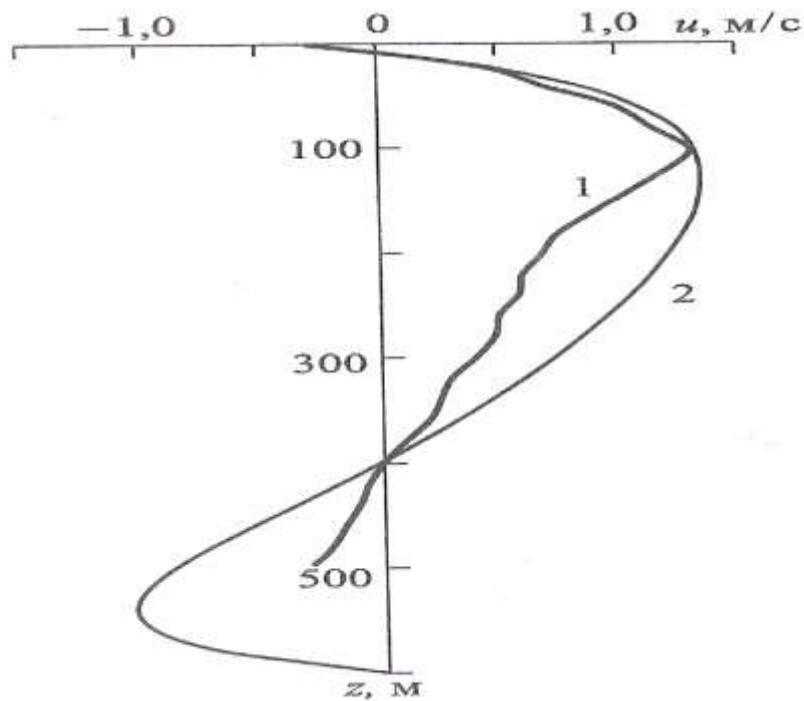


Рисунок 5.

Течения, измеренные в Тихом океане, точке с координатами 0° широты и 140° з.д. (кривая 1). Кривая 2 – расчет по формуле (15) при $H = 600$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0121$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 2500$ м², $r = 71$ м, $\gamma = 2,67 \cdot 10^{-8}$, $u^0 = -0,3$ м/с, $\omega_y^0 = -0,044$ с⁻¹, $T^0 = -0,165$ дин/см²

Конкретные расчеты проведены для Атлантического и Тихого океанов: рис.3,4,5. Использовались данные наблюдений за течением Ломоносова (Ханайченко,1974) и результаты измерений течения Кромвелла в 17-ом рейсе НИС “ Академик Курчатов” зимой 1974 года (Бурков,1978). Как

видим, все основные черты, включая максимальную скорость и границы течений, а также сложная вертикальная структура действительно описываются теорией.

Данные измерений, приведенные на рис.4 и 5 соответствуют фазе Ла Ниньо. К сожалению, в фазе Эль Ниньо измерения проводятся лишь до глубины 200 м, Этого, конечно, недостаточно, так как не измеряются промежуточное и глубинное экваториальное течения. Тем не менее, мы можем восстановить экваториальные течения и в фазе Эль Ниньо, используя полученное решение (15) – (18). Таким образом, теория позволит предсказать заранее, что мы должны наблюдать на экваторе во время катастрофы.

На рис.6 показан расчет начала феномена (кривая 2). В это время пассаты и западное поверхностное экваториальное течение исчезают: $W = 0$ м/с, $T^0 = 0$ дин/см², $u^0 = 0$ м/с. Кривая 1 соответствует исходной фазе Ла Ниньо (рис.4). Как видим, исчезновение пассатов приводит к выходу течения Кромвелла на поверхность и его усилению. Наблюдения (Бурков, 1978) это подтверждают. Течение Кромвелла несет воды теплого тропического бассейна на восток, уменьшая уклон поверхности океана γ . При этом у западных берегов Эквадора начинает формироваться положительная аномалия температуры поверхности океана. Глубинное экваториальное течение ниже 440 м также направлено на восток, способствуя накоплению воды у берегов Эквадора и Перу и уничтожению апвеллинга. Промежуточное экваториальное течение, направленное на запад частично компенсирует нагон воды у берегов Америки.

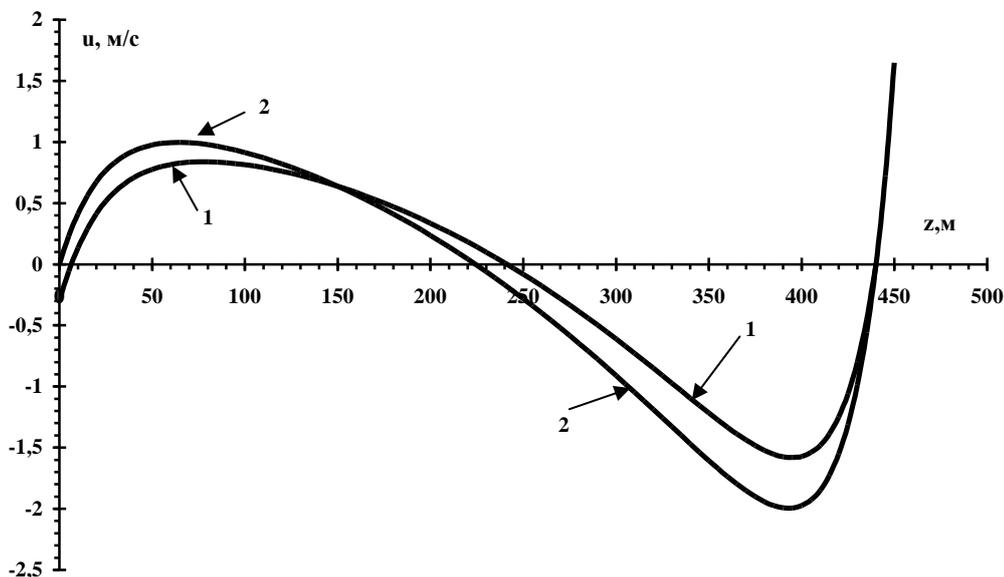


Рисунок 6.

Течения в Тихом океане, точке с координатами 0^0 широты и 122^0 з.д.. Кривая 2 – расчет по формуле (15) при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\gamma = 4,7 \cdot 10^{-8}$, $u^0 = 0$ м/с, $\omega_y^0 = -0,0516$ с⁻¹, $T^0 = 0$ дин/см². Кривая 1 соответствует рис.4.

Действие мощных восточных течений во время развития Эль Ниньо приводит к уменьшению уровня воды γ вплоть до нуля. Теплый тропический бассейн на западе экваториальной зоны Тихого океана исчезает. На рис.7 показано течение, рассчитанное при условии $W = 0$ м/с, $u^0 = 0$ м/с, $T^0 = 0$ дин/см², $\gamma = 0$. Оно описывается третьим членом уравнения (15), остальные члены отсутствуют. Мы видим чисто турбулентное течение, направленное на восток. Оно поддерживается вихре - волновой турбулентностью, создаваемой нелинейными волнами Кельвина, которые также могут распространяться на восток и создавать завихренность течения $\omega_y^0 \neq 0$ с⁻¹. $N \neq 0$ м²/с.

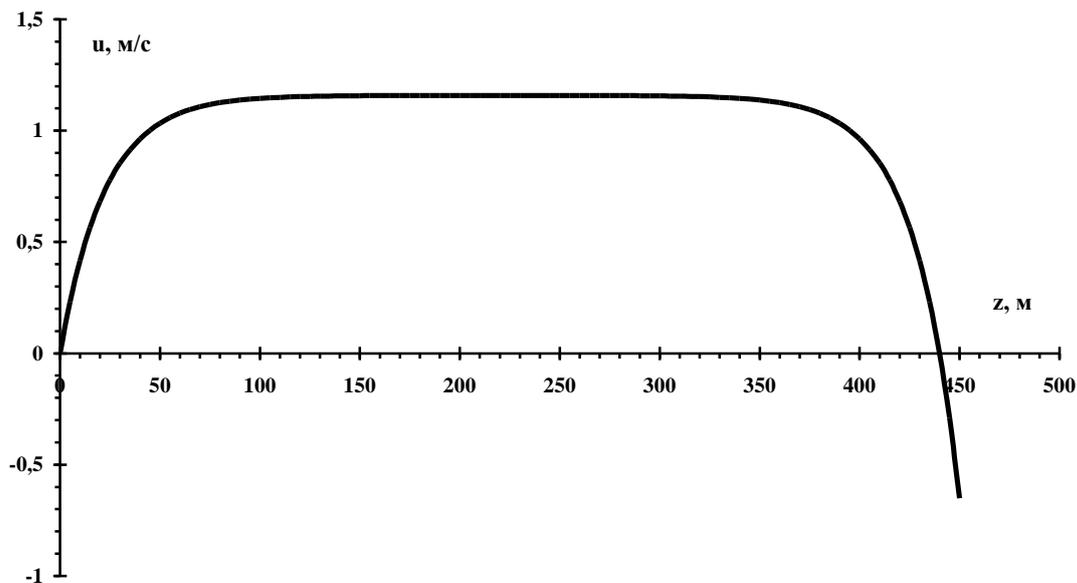


Рисунок 7.

Течение в Тихом океане, точке с координатами 0° широты и 122° з.д.. Расчет по формуле (15) при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\underline{\gamma = 0}$, $\underline{u^0 = 0}$ м/с, $\omega_y^0 = -0,0516$ с⁻¹, $T^0 = 0$ дин/см².

Экваториальные волны Россби и Янаи распространяются только на запад и в линейном случае вклад в перенос масс воды не дают.

Восточное турбулентное течение (рис.7) охватывает всю толщу воды от 0 до 440 м и частично компенсируется глубинным экваториальным течением, направленным на запад. Скопившаяся у берегов Эквадора теплая вода образует южную и северную ветвь прибрежного течения Эль-Ниньо, которое распространяется вдоль западных берегов Америки, и создает аномальную погоду, разрушающую экономику прибрежных стран (рис.1). На западной окраине экваториальной зоны Тихого океана наклон поверхности воды становится отрицательным, возникает апвеллинг, сухой тропический воздух инициирует пожары и засухи. На рис.8 (кривая 1) показан расчет течения Эль Ниньо при отрицательном уклоне $\gamma = -9,4 \cdot 10^{-9}$. Восточное течение усиливается, максимум ядра течения смещается вглубь океана. Возникающие штормовые антипассаты (кривая 2) со средней скоростью ветра $W = 8$ м/с, $T^0 = 1,28 \cdot 10^{-4}$ дин/см² возбуждают

дополнительное поверхностное течение со скоростью $u^0 = 0,16$ м/с, направленное на восток. Однако ниже глубины 100 м возникает сильное течение западного направления, вызывающее отток воды от берегов Америки.

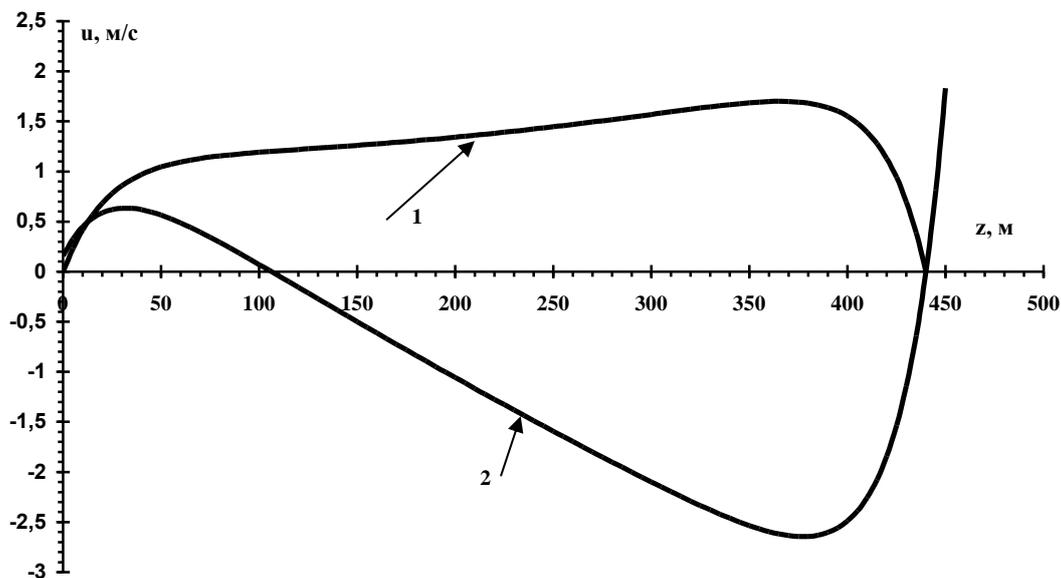


Рисунок.8.

Течение в Тихом океане, точке с координатами 0^0 широты и 122^0 з.д.. Кривая 1 = расчет по формуле (15) при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\gamma \equiv -9,4 \cdot 10^{-9}$, $u^0 = 0$ м/с, $\omega_y^0 = -0,0516$ с⁻¹, $T^0 = 0$ дин/см². Кривая 2 – расчет при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $N = 0,005$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\gamma = -9,4 \cdot 10^{-9}$, $u^0 = 0,16$ м/с, $\omega_y^0 = -0,0516$ с⁻¹, $T^0 = 1,28 \cdot 10^{-4}$ дин/см².

Сильное западное течение ниже глубины 100 м (рис.8, кривая 2) способствует развитию нелинейных волн Россби и Янаи, порождающих положительную завихренность $\omega_y^0 = 0,01$ с⁻¹ и увеличивающих коэффициент вращательной вязкости $N = 0,01$ м²/с. В результате течение западного направления выходит на поверхность океана и расширяется до глубины 310 м (рис.9, кривая 1). Течение Кромвелла ослабевает и уходит на глубину. Затем, (кривая 2 на рис.9) течение западного направления усиливается и проникает вплоть до глубины 440 м, несмотря на наличие поверхностного течения восточного направления $u^0 = 0,16$ м/с, вызванного антипассатами. В конечном счете, западное течение уничтожает скопление воды у берегов Америки, уклон воды поверхности океана γ сначала исчезает, а затем становится положительным. У берегов Индонезии формируется теплый тропический бассейн, возвращаются пассаты, и мы снова приходим к фазе Ла Нинья (рис.5 и 2).

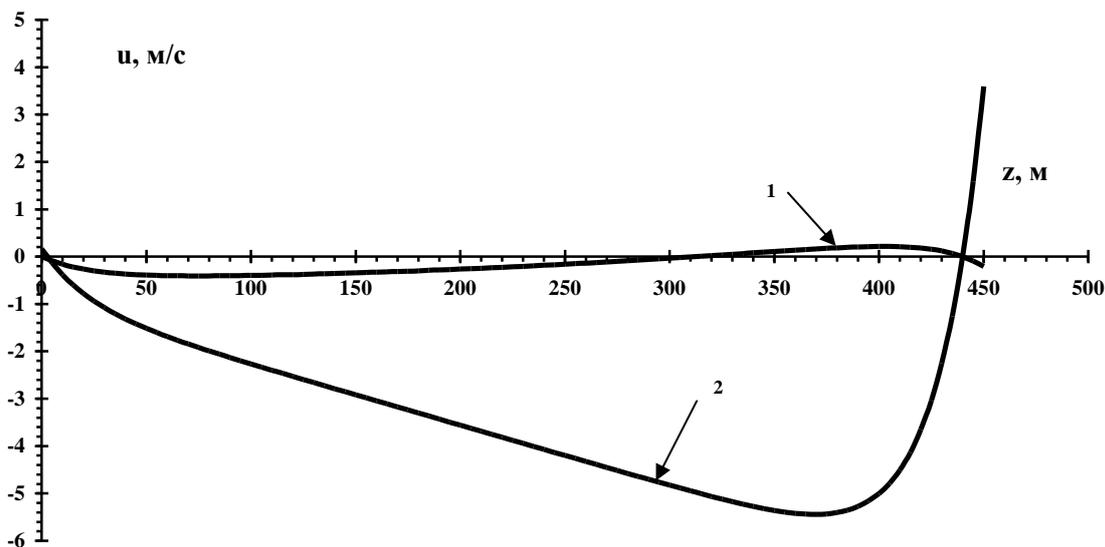


Рисунок 1.7.9.

Течение в Тихом океане, точке с координатами 0° широты и 122° з.д.. Кривая 1 = расчет по формуле (15) при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $\underline{N = 0,01}$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\gamma = -9,4 \cdot 10^{-9}$, $\underline{u^0 = 0}$ м/с, $\underline{\omega_v^0 = 0,01}$ с⁻¹, $T^0 = 0$ дин/см². Кривая 2 – расчет при $H = 440$ м, $A = 0,01$ м²/с, $\eta = 0,0112$ м²/с, $\underline{N = 0,005}$ м²/с, $J = 900$ м², $r = 42$ м, $\gamma = -9,4 \cdot 10^{-9}$, $\underline{u^0 = 0,16}$ м/с, $\underline{\omega_v^0 = 0,0516}$ с⁻¹, $T^0 = 0$ дин/см².

Во время Эль Ниньо, перемещение огромных масс воды внутри океана может влиять на момент инерции Земли и, следовательно, на положении оси и скорость её вращения. Однако, возможна и обратная причинно-следственная связь: изменение скорости вращения Земли, положения оси вращения и изменение широт инициирует Эль Ниньо. Что в данной проблеме является причиной, а что следствием?

Сидоренко (2002) исследовал спектры колебаний SOI, индексы колебаний температуры поверхности океана в тропиках NINO, TROPICA и ряды компонент возбуждающих функций атмосферного углового момента ААМ. Он обнаружил, что все они представляют различные гармоники главного нутационного колебания Земли, равного 18,6 лет. Эти гармоники легко получить делением периода 18,6 лет на натуральные числа 1,2,3,...15. Например, третья гармоника 6,2 года, четвертая гармоника 4,65 года, вторая гармоника 9,3 года, пятая гармоника 3,7 года, и так далее, вплоть до 15 гармоники с периодом 1,24 года. Эту высокочастотную гармонику называют периодом Чандлера.

Таким образом, феномен Эль-Ниньо может является следствием нутационных колебаний оси вращения Земли, вызванных гравитационным воздействием Луны, Солнца и Юпитера. Они возникают потому, что прецессионные силы, действующие на экваториальное вздутие (избыток твердой массы) Земли непрерывно меняют свою величину и направление. Например, прецессионные силы от Луны и Солнца равны нулю, когда эти небесные тела находятся в плоскости экватора Земли и достигают максимума при наибольшем удалении от него этих светил

[Arsen'yev, Eppelbaum, Ermakov, 2019]. Главный нутационный период 18,6 лет равен периоду обращения лунных узлов, то есть определяется поворотом плоскости орбиты Луны. Его называют лунным нодальным периодом. Другие гармоники определяются эллиптичностью орбиты Луны и Земли, наклоном Луны к эклиптике и экватору, возмущающим влиянием Юпитера на эклиптику Земли и другими факторами (Авсюк, 1996). Нутационные колебания оси Земли должны особенно сильно влиять на межгодовую изменчивость океана и атмосферы в тропиках, потому что точка приложения прецессионных сил небесных тел находится на экваторе Земли. Arsen'yev, Eppelbaum, Ermakov (2019) обнаружили, например, в спектрах межгодовой изменчивости торнадо в США пики, соответствующие гармоникам главного нутационного периода 18,6 лет. Другим примером являются спектры средней скорости ветра в экваториальной стратосфере, построенные Сидоренковым (2002). В них доминирует восьмая гармоника лунного нодального периода $18.6/8 = 2,32$ года. Это колебание называется квазидвухлетней цикличностью. Её амплитуда варьирует от 8 до 13 м/с, а в спектрах выделяются и другие более мелкие гармоники, в частности 9-ая гармоника 2,06 лет. Шулейкин (1968) обнаружил 5-ую гармонику лунного нодального периода 3,7 лет, исследуя изменчивость северной ветви Гольфстрима. Ичие нашел 4-ую гармонику (4,6 лет) в изменениях широты северной границы Куроисио. Гармонику 2,32 года, то есть 8-ую гармонику нодального периода 18,6 лет, а также сам период 18,6 лет обнаружили Vulis & Monin (1971), исследуя спектры долгопериодных колебаний различных геофизических характеристик. Этот список можно продолжить. В настоящее время межгодовую изменчивость океана и атмосферы изучают в моделях климата [Mechta, Wang, Mendoza, 2017]. В этих моделях доминируют спектральные пики нодального периода 18,6 лет и его гармоники, причем период 9,5 лет (вторая гармоника лунного нодального периода) совпадает с изменениями Тихоокеанского круговорота океанских вод.

Рассмотренные выше расчеты экваториальных течений были сделаны при заданном значении скорости ветра W и уклона поверхности океана γ . В полной теории эти величины должны определяться в ходе решения задачи о взаимодействии океана с атмосферой в тропиках. При этом, в уравнениях динамики должен обязательно присутствовать потенциал приливных нутационных сил или сама сила.

Арсеньев (1995) обратил также внимание на необходимость учета в уравнениях динамики атмосферы и океана двух дополнительных ускорений, обусловленных неравномерностью вращения Земли. Предложенное им основное уравнение имеет вид

$$\frac{d\vec{E}}{dt} = \frac{\vec{F}}{\rho} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p - \vec{U} + [\vec{r} \times \vec{\Delta}] + 2[\vec{E} \times \vec{\sigma}] + [\vec{\sigma} \times [\vec{r} \times \vec{\sigma}]] + \frac{\text{Div} \vec{\Gamma}}{\rho} \quad (19)$$

Здесь \mathbf{F} – массовые силы, включающие силу тяжести и приливообразующие силы (в том числе нутационные силы), \mathbf{E} – скорость движения флюида (воздуха или воды), ρ – его плотность, p – давление, $\sigma(t)$ – переменная скорость вращения Земли, $\Delta = d\sigma/dt$ – изменения скорости вращения

Земли со временем. Последний член в уравнении (19) описывает ускорение, вызванное турбулентными напряжениями Рейнольдса.

Из уравнения (19) видно, что неравномерное движение Земли приводит к наличию двух дополнительных ускорений: одно U связано с ускорением ее поступательного движения, другое $[\mathbf{r} \times \Delta] = [\mathbf{r} \times d\boldsymbol{\sigma}/dt]$ связано с неравномерностью вращения Земли. Ускорение Кориолиса $2[\mathbf{E} \times \boldsymbol{\sigma}]$ и центробежное ускорение $[\boldsymbol{\sigma} \times [\mathbf{r} \times \boldsymbol{\sigma}]$ присутствуют и при равномерном вращении. Дополнительные ускорения играют важную роль при изучении экваториальной циркуляции атмосферы и океана, тогда как в средних и высоких широтах более существенной является сила Кориолиса.

В настоящее время течения на экваторе Тихого океана измеряются кораблями погоды только до глубины 200 м. Этого конечно недостаточно для разработки методов прогноза Эль-Ниньо. Необходимо организовать наблюдения за течениями в фазе Эль-Ниньо до глубины 1000 метров. Это можно сделать, используя буи нейтральной плавучести, располагая их на различных глубинах и отслеживая их движение со спутников. Уровень океана можно измерить, используя спутниковые альтиметры, а температура поверхности океана измеряется с помощью спутниковых инфракрасных радиометров.

ЛИТЕРАТУРА

Авсюк Ю.Н.

1996. Приливные силы и природные процессы. М.: ИФЗ РАН. 188 с.

Арсеньев С.А.

1995. Неравномерность вращения Земли и динамика газово-жидких геосфер.

Доклады Академии Наук. Т.343. № 2. С. 251 – 253.

Арсеньев С.А., Николаевский В.Н.

2001. Вертикальная структура океанских течений на экваторе с учетом мезо-масштабных вихрей. Доклады Академии Наук. Т.377. № 5. С.684 - 686.

Арсеньев С.А., Бабкин В.А., Губарь А.Ю., Николаевский В.Н.

2010. Теория мезомасштабной турбулентности. Вихри атмосферы и океана. Под ред.

Г.С.Голицына. М. - Ижевск: Институт компьютерных исследований, НИЦ “

Регулярная и хаотическая динамика”. 208 с.

Arsenyev S.A., Eppelbaum L.V., Ermalov N.Y.

2019. Dangerous atmospheric events: A new physical mathematical approach. ANAS

Transactions. Earth Sciences. No.1. P.11 - 24.

Бурков В.А.

1978. Крупномасштабные течения Мирового океана. В книге: Физика океана.

Том 1. Гидрофизика океана. Под ред. В.М. Каменковича и А.С. Моница.

М.: Наука. С.39 – 62.

Дийкстра Х.А.

2007. Нелинейная физическая океанография. М.: Ижевск: Институт

компьютерных исследований, НИЦ “ Регулярная и хаотическая динамика”.

680 с.

- Дрейк И., Имбри Дж., Кнаус Дж., Турекиан К.
1982. Океан. М.: Прогресс, 472 с.
- Коротаев Г.К., Михайлова Э.Н., Шапиро Н.Б.
1986. Теория экваториальных противотечений в Мировом океане. Киев: Наукова думка. 256 с.
- Корт В.Г., Бурков В.А., Чекотилло К.А.
1966. Новые данные об экваториальных течениях в западной части Тихого океана. Доклады АН СССР. Т. 171. № 2. С. 337 – 339.
- Озмидов Р.В.
1968. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М.: Наука.
- Сидоренков Н.С.
2002. Атмосферные процессы и вращение Земли. Л.: Гидрометеиздат., 367 с.
- Фельзенбаум А.И.
1970. Динамика морских течений. Итоги Науки. Серия Механика. Выпуск «Гидромеханика 1968». М.: ВИНТИ. С.97 – 338.
- Ханайченко Н.К.
1974. Система экваториальных противотечений в океане. Л.: Гидрометеиздат., 159 с.
- Шулейкин В.В.
1968. Физика моря. М.: Наука. 1084 с.
- Mechta V.M., Wang H., Mendoza K.
2017. Simulation of three natural decadal climate variability phenomena in CMIP5 experiments with the UKMO HadCM3, GFDL-CM2.1, NCAR-CCSM4, and MIROC5 global Earth system models. Clim.Dynamics. 2017. DOI 10.1007/s00382-017-3971-8
- Vulis I.L., Monin A.S.
1971. On the spectra of long – period oscillations of geophysical parameters. Tellus. V. 23. No 4-5. P. 337 – 345.
- Williams R.B., Gibson C.H.
1974. Direct measurements of turbulence in the Pacific Equatorial undercurrent. J. Phys. Oceansogr., Vol.4. No 1. P.104 – 108.