

Анализ результатов наблюдений и методы расчета гидрофизических полей океана

УДК 551.536.72

С.Г. Богуславский, А.С. Кузнецов, А.С. Богуславский, И.К. Иващенко

Формирование термоклина в экваториальной зоне океанов

Исследовано формирование вертикального распределения температуры верхнего слоя океанов (0 – 300 м) в низких широтах (10° с.ш. – 10° ю.ш.) с использованием нелинейной зависимости вертикального потока тепла от вертикального градиента температуры, а также с учетом влияния объемного поглощения солнечной радиации и стока тепла на температуру воды. Термоклин формируется при условии, когда модуль градиента температуры достигает таких значений, при увеличении которых поток тепла меняется мало или уменьшается. Рассмотрена возможность решения обратных задач для оценки величины коэффициента обмена и параметра стока тепла. На примере Экваториальной Атлантики проведено сравнение теоретических результатов с данными инструментальных измерений.

Термоклин в Мировом океане — явление глобальное. Он захватывает почти всю акваторию океанов и морей. В высоких и средних широтах в период весенне-летнего нагрева вод формируется сезонный термоклин, который разрушается к концу периода зимнего выхолаживания вод. В тропической же зоне, которая занимает значительную часть поверхности Мирового океана, наблюдается квазистационарный термоклин, изменение характеристик которого в течение годового цикла уменьшается от Северного и Южного тропиков к экваториальной зоне.

Теории термоклина океанов посвящен ряд исследований. С нашей точки зрения, для большинства этих работ характерна необоснованность исходного дифференциального уравнения, решение которого определяет температурное поле верхнего слоя океана. В этом уравнении не учитываются функциональная зависимость вертикального потока тепла q от вертикального градиента температуры $T_z = \frac{dT}{dz}$ и непосредственное влияние объемного поглощения солнечной радиации на температуру воды.

При определении термоклина мы исходим из особенности механизма вертикального переноса тепла в стратифицированной среде. Если коэффициент теплопроводности — постоянная величина, то температурное поле среды описывается линейным уравнением теплопроводности, которое является следствием линейной зависимости теплового потока от градиента температуры. Это уравнение, однако, не характеризует процесс формирования температурного поля водоемов при больших градиентах температуры, когда проявляется заметное влияние градиента температуры T_z на плотностную стратификацию. При этом энергия турбулентности расходуется не только на диссипацию, но и на преодоление архимедовой силы. В этих условиях вертикальный тепловой поток является сложной функцией градиента температуры T_z . В работе [1] на основании натурных экспериментов в Черном и Японском мо-

рых было установлено, что вертикальный тепловой поток в море вполне удовлетворительно описывается соотношением

$$q = -\frac{K}{(1 - \beta T_z)^2} T_z, \quad (1)$$

где K — вертикальный коэффициент турбулентной теплопроводности при адиабатическом распределении плотности, β — постоянная, характерная для данного района. Дробь в правой части этого выражения характеризует зависимость вертикального коэффициента турбулентной теплопроводности K_z от T_z . Аналогичная зависимость была получена и другими авторами [2, 3].

Согласно (1) в случае увеличения температуры с глубиной ($T_z > 0$) коэффициент теплопроводности K_z резко возрастает. При этом развивается тепловая конвекция, которая ограничивает рост T_z . В природных условиях обычно выполняется условие $\beta T_z < 1$. Согласно [1], с ростом модуля отрицательного градиента температуры (ось Z направлена вниз) тепловой поток q сначала возрастает практически по линейному закону, поэтому при малых значениях T_z температурное поле описывается решением обычного уравнения теплопроводности. При значениях $|T_z|$ около $0,10 - 0,15$ °C/м поток тепла q достигает максимума, а при дальнейшем росте $|T_z|$ наблюдается монотонное уменьшение q [1].

На основании вышеизложенного мы приходим к определению: при заданной величине K термоклин формируется в условиях, когда с ростом $|T_z|$ тепловой поток меняется очень мало или уменьшается. Поэтому термоклин есть следствие нелинейной зависимости q от T_z , когда плотностная стратификация существенно ограничивает интенсивность вертикального обмена. Заметим, что в природных условиях при очень больших $|T_z|$, когда значение K_z не превышает коэффициента молекулярной теплопроводности, с ростом $|T_z|$ поток тепла q начинает снова увеличиваться за счет молекулярной теплопроводности. В природе такие случаи наблюдаются очень редко.

Коэффициент теплопроводности при адиабатическом распределении плотности K целесообразно разделить на постоянную составляющую K_0 и убывающую с глубиной переменную составляющую. Постоянная во всей толще вод составляющая обусловлена приливными течениями, внутренними волнами, плотностной циркуляцией и инерционными течениями, а переменная составляющая — ветровыми волнами и течениями. В соответствии с [4], будем считать, что убывание с глубиной ветрового перемешивания описывается экспонентой. Тогда суммарную величину вертикального турбулентного коэффициента теплопроводности с учетом зависимости K_z от T_z запишем в виде

$$K_z = \frac{K_0 + K_v e^{-\delta z}}{(1 - \beta T_z)^2} + \mu, \quad (2)$$

где K_v — постоянная, зависящая от средней скорости ветра, δ — постоянная, μ — коэффициент молекулярной теплопроводности. Величина μ при солено-

сти 35‰ и температуре 17,5 °С равна $1,33 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Ввиду малости этого коэффициента им обычно пренебрегают.

Задачу формирования термоклина в низких широтах океанов мы рассмотрим на примере экваториальной зоны Атлантики (10° с.ш. – 10° ю.ш.). В этой зоне в течение года наблюдаются два максимума температуры во время пересечения Солнцем экватора (в конце марта и конце сентября). Амплитуда полугодовых колебаний температуры водной поверхности равна здесь в среднем 0,4 °С, тогда как у Северного и Южного тропиков годовая амплитуда достигает 3 °С [5]. В экваториальной полосе, где текущая температура изменяется за счет погодных условий больше, чем изменяется климатическая ее величина в течение полугодового цикла, термоклин можно рассматривать как квазистационарный процесс.

Для построения дифференциального уравнения, характеризующего температурное поле верхнего слоя океана, необходимо задать источники и стоки тепла. Основным источником тепла в рассматриваемом районе является объемное поглощение солнечной радиации. В океан проникает здесь в виде лучистой энергии Солнца около $170 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$ [6]. Около 50% этой энергии поглощается в верхнем однометровом слое, что составляет $85 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$. Это тепло полностью расходуется через водную поверхность в виде теплоты испарения, эффективного излучения и конвективного теплообмена с атмосферой. Остальные 50% лучистой энергии Солнца проникают в водную толщу, убывая с глубиной за счет поглощения по закону Буге, и преобразуются в тепло. Обозначим ее через $I_0 = 85 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$ ($2,73 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). В этом случае распределение источников тепла по глубине можно записать в виде $\alpha I_0 e^{-\alpha z/c\rho}$, или $\alpha I e^{-\alpha z}$, где α — коэффициент поглощения суммарной радиации Солнца, c — теплоемкость, ρ — плотность воды, $I = I_0 / c\rho$. В среднем для экваториальной зоны Атлантики $\alpha = 4\text{--}5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ [5].

В стационарном режиме, когда средняя температура океана не меняется, поглощаемая в воде солнечная энергия частично расходуется через водную поверхность и частично уносится течениями из низких широт в более высокие. Для характеристики этого процесса зададим распределения по глубине стока тепла. Согласно [6], в полосе 10° с.ш. – 10° ю.ш. Атлантический океан накапливает в среднем $1550 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$ ($1,15 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Этот положительный остаток теплового бюджета водной поверхности Q_0 полностью уносится течениями в более высокие широты. С помощью функции $Q(z)$ можно учитывать и перенос тепла вертикальной компонентой средней скорости w . Естественно предположить, что вертикальное распределение стока $Q(z)$ определяется законом, аналогичным распределению источников тепла. Заметим, что в ряде случаев и вертикальное распределение средней скорости течения также можно аппроксимировать экспонентой. В соответствии с этим примем $Q(z) = Q_0 e^{-\gamma z}$, где γ — постоянная. При принятых предположениях исходное дифференциальное уравнение имеет вид

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{(K_0 + K_v e^{-\delta z})}{(1 - \beta T_z)^2} T_z \right] + \alpha I e^{-\alpha z} - \gamma Q e^{-\gamma z} = 0, \quad (3)$$

где $Q = Q_0 / c\rho$.

В качестве граничного условия примем $T=T_0$ при $z=0$. Во всей толще вод T и T_z ограничены. Интегрируя уравнение (3) по z , получаем

$$\frac{(K_0 + K_v e^{-\delta z})}{(1 - \beta T_z)^2} T_z - I e^{-\alpha z} + Q e^{-\gamma z} + C_1 = 0. \quad (4)$$

Дробь в левой части этого выражения представляет собой взятый с обратным знаком вертикальный турбулентный поток тепла q . Так как при установившемся режиме температура со временем не меняется, то должно выполняться условие

$$q = -I e^{-\alpha z} + Q e^{-\gamma z}, \quad (5)$$

поскольку других потоков тепла нет. Из этого следует, что $C_1=0$. Тогда получим

$$T_z^2 + \left[\frac{K_0 + K_v e^{-\delta z}}{\beta^2 (Q e^{-\gamma z} - I e^{-\alpha z})} - \frac{2}{\beta} \right] T_z + \frac{1}{\beta^2} = 0. \quad (6)$$

Решая это квадратное уравнение относительно T_z , найдем выражение для градиента температуры

$$T_z = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{K_0 + K_v e^{-\delta z}}{\beta^2 (I e^{-\alpha z} - Q e^{-\gamma z})} + \frac{2}{\beta} \right] \pm \sqrt{\left[\frac{K_0 + K_v e^{-\delta z}}{\beta^2 (I e^{-\alpha z} - Q e^{-\gamma z})} + \frac{2}{\beta} \right]^2 - \frac{4}{\beta^2}} \right\}. \quad (7)$$

Интегрируя (7) по z с учетом краевого условия $T = T_0$ при $z = 0$, получим окончательное выражение для вертикального профиля температуры:

$$T(z) = \frac{1}{2} \int_0^z \left\{ \left[\frac{K_0 + K_v e^{-\delta z}}{\beta^2 (I e^{-\alpha z} - Q e^{-\gamma z})} + \frac{2}{\beta} \right] \pm \sqrt{\left[\frac{K_0 + K_v e^{-\delta z}}{\beta^2 (I e^{-\alpha z} - Q e^{-\gamma z})} + \frac{2}{\beta} \right]^2 - \frac{4}{\beta^2}} \right\} dz + T_0. \quad (8)$$

Для удовлетворения условия ограниченности T и T_z знак перед корнем в (7) и (8) надо брать противоположным знаком первого члена в квадратных скобках.

Во всех случаях величина β должна быть такой, чтобы подкоренное выражение в (7) и (8) имело положительный знак и чтобы K_z был существенно больше коэффициента молекулярной теплопроводности. Возникают трудности при оценке величины K_0 — постоянной составляющей коэффициента обмена при адиабатическом распределении плотности. Это связано с тем, что в рассматриваемой стационарной задаче не учитывается изменение вертикальных тепловых потоков в течение суточного и полугодового периодов. Днем и «летом» в экваториальной зоне при интенсивном радиационном нагреве верхнего слоя океана турбулентный поток тепла направлен вниз, а ночью и «зимой» для компенсации отрицательного бюджета тепла водной поверхности — вверх. Поэтому среднесуточная или среднегодовая величины тепловых потоков меньше их текущих значений. В связи с этим для характеристики среднесуточной величины $q = -K_z T_z$ необходимо брать не текущее значе-

ние K_0 , а существенно меньшую величину, которая описывает результирующий тепловой поток.

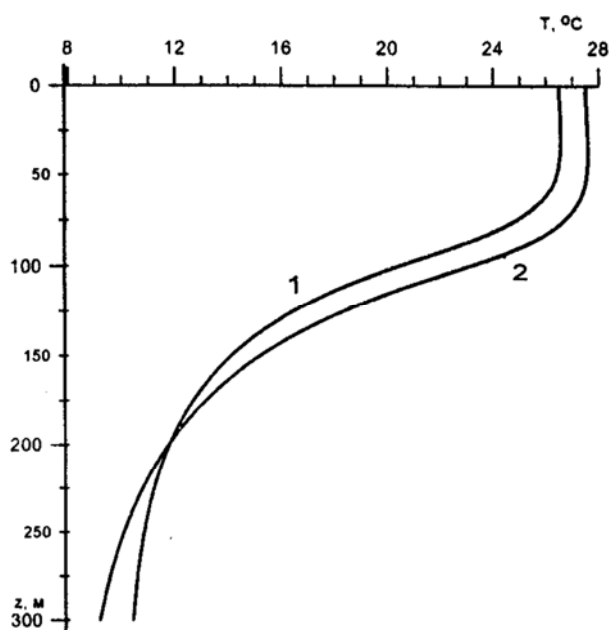
Для расчета T_z и $T(z)$ по формулам (7) и (8) необходимо определить численные значения параметров, входящих в эти формулы. Для Экваториальной Атлантики путем прямых измерений определена лишь величина α , а численные значения K_0 , K_v , β , δ определяются с помощью косвенных методов [5]. Для оценки величины γ рассмотрим вопрос формирования верхнего квазиоднородного по температуре слоя океана. Поглощаемой в приповерхностном однометровом слое солнечной энергии не хватает для покрытия отрицательных составляющих внешнего теплового бюджета океана. Поэтому часть энергии, теряемой поверхностью, компенсируется за счет поглощения солнечных лучей ниже 1 м. Эта энергия переносится из глубины к поверхности в экваториальном районе путем конвекции и турбулентного обмена ночью и «зимой». Обозначим величину этого потока тепла с учетом ночного и «зимнего» времени экваториального района через q_0 . При установившемся тепловом режиме она определяется разностью $q_0 = I_0 - Q_0$. В верхнем квазиоднородном слое океана $Ie^{-\alpha z} > Qe^{-\gamma z}$. На нижней границе этого слоя должно выполняться условие $Ie^{-\alpha z} = Qe^{-\gamma z}$. Из этого равенства определим толщину верхнего квазиоднородного слоя z_q :

$$z_q = \frac{\ln I - \ln Q}{\alpha - \gamma}. \quad (9)$$

Из (9) следует

$$\gamma = \alpha - \frac{\ln I - \ln Q}{z_q}. \quad (10)$$

Формула (10) позволяет оценить величину γ по данным гидрометеорологических наблюдений. С ее помощью решается обратная задача оценки параметра функции стока тепла по толщине верхнего слоя гомотермии.



Р и с. 1. Рассчитанные распределения температуры $T(z)$ по глубине в восточном (1) и западном (2) районах Экваториальной Атлантики

Величины I и Q даны в атласе теплового баланса океанов [6], а z_q можно определить по температурным профилям, приведенным в атласе Фаглистера [7]. Заметим, что толщина квазиоднородного слоя получается несколько больше теоретической, так как по атласу трудно определить знак градиента температуры из-за малости его модуля $|T_z|$.

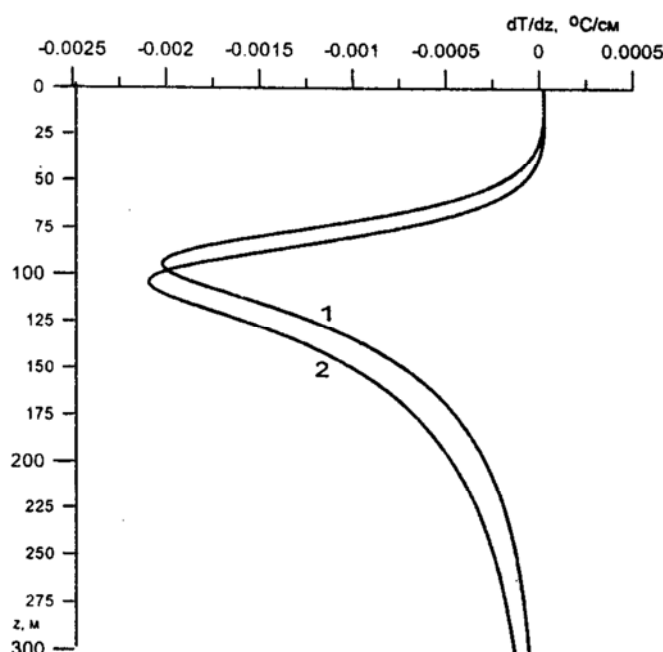
Вычисления вертикального распределения температуры $T(z)$ и ее градиента T_z в слое от поверхности до горизонта 300 м выполнены для восточной и западной частей Экваториальной Атлантики. Ос-

редненные по этим районам значения исходных данных приведены в таблице, а результаты расчетов — на рис. 1 и 2. Осредненная температура водной поверхности для восточного района Экваториальной Атлантики принята равной 26,5 °С, для западного 27,5 °С. Формы теоретических кривых температуры и температура на нижнем горизонте (300 м) вполне удовлетворительно согласуются с термобатиграммами и с измеренными значениями $T(z)$ на глубоководных гидрологических станциях западного и восточного районов [6]. Согласно расчетам (рис. 1) на горизонте 300 м в западном районе (вблизи берегов Бразилии) температура на один градус ниже, чем в восточном (Гвинейский залив). Аналогичные результаты получены и на гидрологических разрезах на экспедиционном судне «Крауфорд» по параллелям 8° с.ш., экватору и 8° ю.ш. [7].

Принятые значения постоянных

Район Экв. Атлан- тики	T_a °С	K_a г·см ⁻¹ ·с ⁻¹	K_m г·см ⁻¹ ·с ⁻¹	δ см ⁻¹	β см/°С	I_a кал·см ⁻² ·с ⁻¹	α см ⁻¹	Q_a кал·см ⁻² ·с ⁻¹	γ см ⁻¹
Восток	26,5	0,2	80	$8,24 \cdot 10^{-4}$	200	$3,23 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$1,57 \cdot 10^{-4}$
Запад	27,5	0,2	90	$8 \cdot 10^{-4}$	259	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$6,67 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$

Толщина верхнего квазиоднородного слоя и горизонт залегания максимального градиента T_z в западном районе на 12 – 15 м больше, чем в восточном, но общим для этих районов является асимметрия вертикального распределения T_z относительно горизонтов максимальных градиентов (рис. 2). Эти



Р и с. 2. Рассчитанные распределения вертикального градиента температуры T_z по глубине в восточном (1) и западном (2) районах Экваториальной Атлантики

особенности температурного поля верхнего слоя океана также согласуются с данными наблюдений.

Таким образом, есть основания полагать, что разработанная теория правильно отображает основные черты механизма формирования квазистационарного термоклина в низких широтах Атлантики. Поскольку величины суммарной радиации Солнца и другие гидрометеорологические характеристики экваториальных зон Тихого и Индийского океанов изменяются практически в тех же пределах, что и в Атлантике, то есть также основания полагать, что эта теория применима для условий низких широт всего Мирового океана.

Поскольку основные климатические характеристики вертикальной структуры температурного поля океанов в полосе 10° с.ш. – 10° ю.ш. известны по данным прямых инструментальных измерений, то нет особой необходимости проводить еще и их теоретическое определение.

Более интересным и важным является применение теории для определений возможных длиннопериодных отклонений $T(z)$ и T_z от их стационарного режима по заданным значениям интенсивности солнечной радиации и скорости ветра. При этом в медленно меняющихся процессах время можно рассматривать как параметр.

Другим важным применением теории может быть решение обратных задач. В частности, по известным $T(z)$ и T_z можно оценивать численные значения K_z — коэффициента турбулентного обмена. Величина этого коэффициента используется в решении важных задач гидрофизики, гидрохимии, гидробиологии и экологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богуславский С.Г., Фельзенбаум А.И. О связи потока тепла с градиентом температуры в море // Докл. АН СССР. — 1977. — 235, №3. — С. 557 – 559.
2. Арсеньев С.А., Фельзенбаум А.И. Об одной модели квазиоднородного слоя и сезонного термоклина в океане // Там же. — 1975. — 225, №1. — С. 84 – 87.
3. Ueda H., Mitsumoto S., Comori S. Buoyancy effect on the turbulent transport processes in lower atmosphere // Q. J. R. Meteorol. Soc. — 1981. — 107. — P. 561 – 578.
4. Шулейкин В.В. Физика моря. — М.: Наука, 1968. — 1084 с.
5. Богуславский С.Г. Температурное поле Тропической Атлантики. — Киев: Наук. думка, 1977. — 162 с.
6. Атлас теплового баланса океанов / Под ред. Н.А.Тимофеева. — Севастополь: МГИ АН УССР, 1970. — 84 с.
7. Fuglister F.G. Atlantic Ocean Atlas. — Woods Hole, Massachusetts: Woods Hole Oceanogr. Inst., 1960. — 210 p.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 04.04.03

ABSTRACT Studied is the formation of vertical temperature distribution in the upper layer of the oceans (0 – 300 m) in low latitudes (10°N – 10°S) using non-linear dependence of a vertical heat flux upon the temperature vertical gradient and taking into account the influence of essential absorption of solar radiation and heat sink on water temperature. The thermocline is formed in the condition when the temperature gradient module achieves the values at whose increase the heat flux varies insignificantly or decreases. The possibility of solving the inverse problems for estimating the value of the exchange coefficient and the heat sink parameter is considered. On the example of the Equatorial Atlantic the theoretical results are compared to the instrumental measurement data.