

А. А. ПИВОВАРОВ, Е. П. АНИСИМОВА, Л. А. БУКИНА

О ТУРБУЛЕНТНОМ ОБМЕНЕ И ПОТОКАХ ТЕПЛА В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МОРЯ

На основе экспериментальных данных и обобщенного метода Фьельдстада рассчитаны коэффициенты турбулентного обмена по вертикали и потока тепла в поверхностном слое моря. Оценены амплитуды и фазы радиационного и турбулентного потоков тепла и их соотношения.

Формирование температурного поля поверхностного слоя моря, как известно, определяется процессами теплообмена с атмосферой и переноса тепла в воде. При отсутствии течений в поверхностном слое моря преобладающим будет вертикальный перенос тепла и осуществляется он турбулентным обменом и потоком лучистой энергии, поступающей от солнца и проникающей на различные глубины моря. Роль этих потоков в формировании температуры воды существенно различна: в то время как поглощение солнечной радиации вызывает непосредственный нагрев водных масс, турбулентный поток тепла вызывает лишь перераспределение тепла и выравнивание температуры на различных глубинах моря. Изучение количественного соотношения этих потоков необходимо для лучшего понимания процесса формирования поля температур поверхностного слоя моря.

Летом 1964 г. на Черном море проводился комплекс измерений, в результате проведенных измерений были получены необходимые исходные данные о ходе во времени температуры воды и суммарной солнечной радиации, падающей на поверхность и проникающей на различные глубины моря. Анализ полученных данных показал, что средняя температура воды и амплитуда температурных колебаний имеют максимум на некоторой глубине под поверхностью моря. Такое распределение свидетельствует о существенном влиянии объемного поглощения солнечной радиации на формирование температуры воды поверхностного слоя моря. Положение этого максимума вблизи поверхности затрудняет его обнаружение, если измерения проводятся на стандартных гидрологических горизонтах.

На основе перечисленных данных были рассчитаны турбулентный поток тепла и поток лучистой энергии в поверхностном слое моря.

Согласно полуэмпирической теории турбулентности поток тепла при турбулентном движении воды количественно определяется произведением коэффициента турбулентного обмена тепла на градиент средней

температуры. Для морских условий до настоящего времени преобладающими являются косвенные методы определения коэффициентов турбулентного обмена тепла. Из имеющихся вариантов косвенных методов нами был выбран метод Фьельдстада [1], позволяющий определить среднесуточные значения коэффициента турбулентного обмена тепла на различных глубинах, не задавая заранее никакой схемы изменения его с глубиной. Формула Фьельдстада в ее первоначальном виде получена в предположении, что перенос тепла в море по вертикали осуществляется только турбулентным обменом. Поскольку реально измеряемые значения температуры воды определяются совместным действием турбулентного обмена и поглощения солнечной радиации в воде, необходимо провести обобщение этого метода на случай учета потока лучистой энергии солнца, проникающей на различные глубины.

Основные предпосылки для обобщенного метода могут быть сформулированы следующим образом: 1) процесс распространения тепла в поверхностном слое моря происходит только по вертикали и осуществляется как турбулентным обменом, так и потоком солнечной радиации; 2) коэффициент турбулентного обмена тепла является произвольной функцией глубины, но постоянен во времени в течение суток; 3) температура воды на любой глубине представляется в виде суммы простых гармонических колебаний, амплитуда которых затухает с глубиной.

В таком случае основное уравнение переноса тепла в поверхностном слое моря запишется в виде

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ k(z) \frac{\partial t}{\partial z} \right\} + \frac{1-A}{c\rho} I_0(\tau) \sum_{m=1}^{\nu} I_m \beta_m e^{-\beta_m z}, \quad (1)$$

где $I_0(\tau)$ — поток суммарной солнечной радиации, падающей на поверхность моря, A — альbedo моря, I_m и β_m — относительная доля и коэффициент ослабления m -го участка спектра, $k(z)$ — коэффициент турбулентного обмена тепла, c , ρ , t — теплоемкость, плотность и температура воды.

Наблюдения проникающей в море солнечной радиации [2, 3] показывают, что в выражении (1) с достаточной степенью точности можно ограничиться двумя-тремя слагаемыми суммы. При этом коэффициенты I_m и β_m в первом приближении можно принять постоянными для каждого участка спектра.

Представим ход температуры воды на любой глубине моря и ход суммарной радиации на поверхности моря в виде рядов Фурье с конечным числом членов N , т. е.

$$t(z, \tau) = t_0(z) + \sum_{n=1}^N A_n^{(1)} \cos n\omega\tau + A_n^{(2)} \sin n\omega\tau, \quad (2)$$

$$I_0(\tau) = I_0 + \sum_{n=1}^N B_n^{(1)} \cos n\omega\tau + B_n^{(2)} \sin n\omega\tau, \quad (3)$$

где амплитуды $A_n(z)$ и $B_n = \text{const}$ определяются из разложения в ряд Фурье фактического хода температуры на различных глубинах и проникающей под поверхность моря суммарной радиации $\frac{1-A}{c\rho} I_0(\tau)$.

Подставим (3) и предполагаемую форму решения (2) в уравнение (1) и ограничимся рассмотрением только колебательной части ре-

шения. Приравняв соответствующие слагаемые при $\cos n\omega t$ и $\sin n\omega t$, после несложных преобразований для определения коэффициента турбулентного обмена $k(z)$ получим уравнение

$$\frac{d}{dz} \left\{ k A_n^2 \frac{d\varphi_n}{dz} \right\} + n\omega A_n^2 = S_{n,m}(z), \quad (4)$$

где

$$A_n = \sqrt{(A_n^{(1)})^2 + (A_n^{(2)})^2}; \quad \varphi_n(z) = \operatorname{arctg} \frac{A_n^{(2)}(z)}{A_n^{(1)}(z)},$$

$$S_{n,m}(z) = \sum_{m=1}^{\nu} \{ A_n^{(2)} B_n^{(1)} - A_n^{(1)} B_n^{(2)} \} I_m \beta_m e^{-\beta_m z}.$$

При $S_{n,m} \rightarrow 0$ уравнение (4) переходит в соответствующее уравнение Фьельдстада.

Принтегрируем уравнение (4) в пределах слоя от z_2 до z_1 , тогда получим

$$k(z_1) = \frac{A_n^2(z_2) \frac{d\varphi_n}{dz} \Big|_{z_2}}{A_n^2(z_1) \frac{d\varphi_n}{dz} \Big|_{z_1}} k(z_2) + \frac{n\omega \int_{z_1}^{z_2} A_n^2 dz - \int_{z_1}^{z_2} S_{n,m}(z) dz}{A_n^2(z_1) \frac{d\varphi_n}{dz} \Big|_{z_1}}. \quad (5)$$

При фиксированной нижней границе слоя $z_2 = h$, на которой амплитуда $A_n^2(h)$ принимается равной нулю, переменной верхней границе $z_1 = z$ и $S_{n,m} \rightarrow 0$ выражение (7) переходит в обычную формулу Фьельдстада и дает непрерывную кривую $k_0(z)$, начинающуюся с нулевого значения k при $z = h$.

Для исключения ошибки в определении $k(z)$ при $z = h$ видоизменим этот метод аналогично [4], считая z_1 и z_2 границами тонкого слоя и последовательно применяя выражение (5) во всем слое измерения температурных колебаний. При этом величину $k_0(z)$ для нижней границы первого расчетного слоя необходимо либо определить другим независимым способом, либо принять постоянной в пределах этого слоя. В последнем случае выражение (5) принимает вид

$$k_{z_1, z_2} = \frac{n\omega \int_{z_1}^{z_2} A_n^2 dz - \int_{z_1}^{z_2} S_{n,m}(z) dz}{A_n^2(z_1) \frac{d\varphi_n}{dz} \Big|_{z_1} - A_n^2(z_2) \frac{d\varphi_n}{dz} \Big|_{z_2}}. \quad (6)$$

Выражение (6) будет давать достаточно надежные результаты при малом изменении $k(z)$ в пределах слоя (z_1, z_2). Практически толщину слоя нетрудно найти, применяя (6) к двум последовательным слоям и сравнивая получаемые значения коэффициентов обмена для этих слоев. Если вычисленные значения коэффициентов мало различаются между собой, то в качестве значения $k(z_2)$ можно принять среднее значение k_{z_1, z_2} , получаемое для одного из этих слоев, и в дальнейшем вести расчет последовательно вверх или вниз от этого слоя по выражению (5). Как показала практика наших вычислений, удобнее вести расчеты $k(z)$, начиная от нижних слоев к поверхности моря, так как в близких к поверхности моря слоях воды изменение $k(z)$ с глубиной более значительно, чем в более глубоких слоях, захватываемых температурными колебаниями.

Расчет коэффициента турбулентного обмена тепла был проведен с использованием результатов наблюдений суточного хода температуры воды и суммарной солнечной радиации на Черном море для 23 августа 1964 г. при условиях штилевой погоды и безоблачного неба.

Аппроксимация измеренных значений падающей на поверхность моря солнечной радиации для этих суток при ограничении первой гармоникой ряда Фурье дает

$$\frac{1-A}{c\rho} I_0(\tau) = 0,00787 + 0,0113 \cos(\omega\tau - 196^\circ).$$

Соответствующие коэффициенты при разделении всего спектра солнечной радиации на два участка получаются равными

$$I_1 = 0,25; \quad I_2 = 0,75; \quad \beta_1 = 9 \cdot 10^{-4} \text{ 1/см}; \quad \beta_2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ 1/см}.$$

Аппроксимация фактического хода температуры воды на горизонтах 0, 2, 4, 6 и 10 м рядом Фурье для первой гармоники суточного периода дает величины, представленные в таблице.

Z_m	0	2	4	6	10
t_{cp}	23,33	23,33	23,39	23,29	23,21
A_1	0,26	0,27	0,25	0,18	0,055
φ_1	262°	266°	275°	283°	300°

Первая гармоника достаточно хорошо аппроксимирует реальный ход температуры воды, что иллюстрирует рис. 1.

Для исключения численного интегрирования и упрощения расчетов мы аппроксимировали распределение амплитуды и сдвига фаз температурных колебаний по глубине аналитическими выражениями вида

$$A_1(z) = ae^{-b(z-z_0)^2},$$

$$\varphi_1(z) = d + cz,$$

где

$$a = 0,275^\circ, \quad b = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/см}^2, \quad Z_0 = 190 \text{ см},$$

$$d = 4,573, \quad c = 6,63 \cdot 10^{-4} \text{ 1/см}.$$

Первое из этих выражений представлено на рис. 2. Отклонение рассчитанных по наблюдениям амплитуд температурных колебаний от аппроксимирующей кривой на всех глубинах не превосходит 4%.

Результаты расчета коэффициента обмена тепла представлены графически на рис. 3. Кривая $k_0(z)$ на этом рисунке дает ход коэффициента обмена тепла без учета объемного поглощения солнечной радиации в воде, т. е. при $S_{n,m} \rightarrow 0$. Предварительно были рассчитаны значения $k_{21,22}$ по формуле (6) для слоев 10—9 м и 9—8 м, которые оказались равными 12,5 см²/сек и 13,5 см²/сек. Дальнейшее применение (6) показывает возрастание $k_0(z)$, и поэтому для глубин меньше 8 м значения $k_0(z)$ найдены посредством последовательного применения формулы (5) к слоям толщиной 1 м при значениях $k_0 = 13 \text{ см}^2/\text{сек}$ при $z = 10 \text{ м}$.

Для того же слоя глубин меньше 10 м был вычислен ход коэффициента обмена также и по формуле Фьельдстада, но при условии, что нижняя граница слоя $z_2 = h \geq 20$ м. Полученные по этим двум методам значения $k_0(z)$ оказались практически полностью совпадающими для всех глубин меньше 10 м. Эти результаты свидетельствуют о том, что изменение коэффициента обмена по глубине может быть достаточно хорошо определено путем последовательного послойного применения (5) и (6). При наличии надежной аппроксимации распределения по глу-

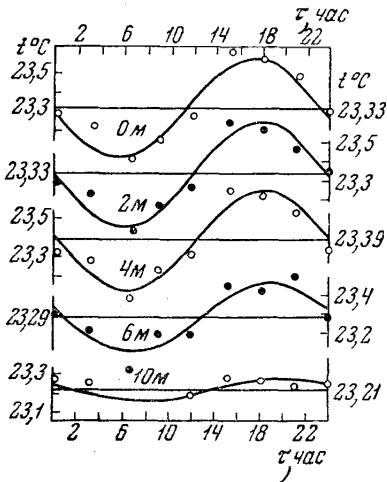


Рис. 1

бине амплитуды температурных волн такие же результаты дает и формула Фьельдстада, так как в этом случае нижнюю границу слоя $z_2 = h$, где амплитуда температурных колебаний принимается равной нулю, всегда можно выбрать более определенно, исходя не из данных наблюдений на этой глубине, а из аппроксимирующей кривой.

На том же рис. 3 приведен ход $k(z)$ с глубиной, вычисленной с учетом объемного поглощения солнечной радиации в воде, т. е. при $S_{n, m} \neq 0$. Как и следовало ожидать, ход $k(z)$ хорошо согласуется с ходом $k_0(z)$ в нижней половине слоя распространения температурных колебаний, где эффект поглощения солнечной радиации существенно уменьшается. В верхней половине ход $k(z)$, вычисленный с учетом и без учета объемного поглощения радиации, даже качественно является различным. Пренебрежение объемным поглощением эквивалентно увеличению обмена: коэффициент турбулентного обмена достигает максимального значения $75 \text{ см}^2/\text{сек}$ на поверхности моря и далее непрерывно уменьшается с глубиной. С учетом объемного поглощения величина коэффициента возрастает при удалении от поверхности моря, достигает максимума на глубине около 1 м и затем уменьшается с глубиной, стремясь к значениям $k_0(z)$ для глубин, больших 6 м. Такой ход, очевидно, является более достоверным вследствие ограниченности турбу-

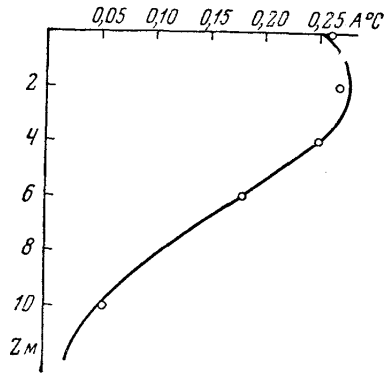


Рис. 2

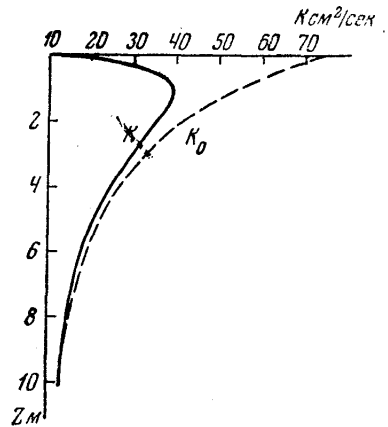


Рис. 3

лентных пульсаций как вблизи поверхности моря, так и в глубоких слоях при их устойчивой стратификации. Таким образом, обобщение метода Фьельстада дает возможность использовать его для расчетов $k(z)$ в поверхностных слоях моря.

Зная закон изменения коэффициента турбулентного обмена тепла и распределение температуры по глубине, нетрудно получить и величину турбулентного потока тепла Q_m , так как

$$Q_m = -\sigma k(z) \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Подставляя в это выражение вместо $t(z, \tau)$ аппроксимирующий ряд Фурье (2) и ограничиваясь рассмотрением только колебательной части турбулентного потока тепла, после простых преобразований найдем

$$Q_m = P_n(z) \cos(n\omega\tau - \delta_m), \quad (7)$$

где

$$P_n(z) = \sigma k(z) A_n(z) \sqrt{\left(\frac{d \ln A_n}{dz}\right)^2 + \left(\frac{d\varphi_n}{dz}\right)^2},$$

$$\delta_m = \varphi_n + \operatorname{arctg} \frac{\frac{d\varphi_n}{dz}}{\frac{d \ln A_n}{dz}} - \pi.$$

Соответствующее выражение для колебательной части радиационного потока тепла с учетом (3) будет

$$Q_p = M_{n,m} \cos(n\omega\tau - \delta_p), \quad (8)$$

где

$$M_{n,m} = \sqrt{(B_n^{(1)})^2 + (B_n^{(2)})^2} \cdot \sum_{m=1}^{\nu} I_m e^{-\beta_m z}.$$

Сдвиг фаз $\delta_p = \operatorname{arctg} \frac{B_n^{(2)}}{B_n^{(1)}}$ этого потока согласно нашим данным равен

196°, а амплитуда колебаний затухает с глубиной по экспоненциальному закону для каждого участка спектра.

Нетрудно найти выражение и для суммарного потока тепла:

$$Q_c = Q_m + Q_p. \quad (9)$$

Подставляя (7) и (8) в (9), после простых преобразований получим

$$Q_c = R_{n,m} \cos(n\omega\tau - \delta_c),$$

где

$$R_{n,m} = \sqrt{P_n^2 + M_{n,m}^2 + 2P_n M_{n,m} \cos(\delta_p - \delta_m)},$$

$$\delta_c = \operatorname{arctg} \frac{M_{n,m} \sin \delta_p + P_n \sin \delta_m}{M_{n,m} \cos \delta_p + P_n \cos \delta_m}.$$

На рис. 4 представлены результаты расчетов амплитуды первой гармоники турбулентного, радиационного и суммарного потоков тепла на различных глубинах поверхностного слоя моря с использованием

найденной ранее схемы изменения $k(z)$, первой гармоники температурной волны и падающего потока радиации. Из рисунка следует, что в самом поверхностном слое амплитуда радиационного потока больше по абсолютной величине, чем амплитуда турбулентного потока тепла. Но уже на глубинах более 0,5 м вследствие быстрого затухания потока лучистой энергии соотношение амплитуд становится обратным, т. е. преобладающую роль приобретает турбулентный поток тепла. Амплитуда турбулентного потока тепла обнаруживает сложный характер распределения по глубине, особенно в области резкого изменения коэффициента обмена. Вследствие малого изменения амплитуды температуры

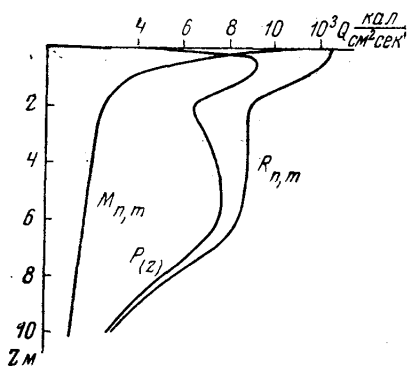


Рис. 4

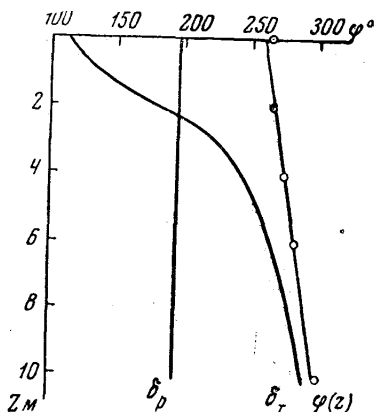


Рис. 5

ных колебаний в этой области влияние изменения $k(z)$ на величину амплитуды турбулентного потока тепла является наиболее существенным. В частности, этим обусловлено наличие максимума в амплитуде турбулентного потока тепла на глубине максимума коэффициента обмена.

Амплитуда суммарного потока обнаруживает монотонное уменьшение с глубиной, но скорость ее изменения существенно различна для разных глубин.

Таким образом, результаты расчетов показывают, что при наличии лучистого потока тепла и переменного по глубине коэффициента обмена изменение амплитуд турбулентного и суммарного потоков тепла с глубиной является значительно более сложным по сравнению со схемой постоянного коэффициента и предположения чисто поверхностного поглощения солнечной радиации.

Изменение сдвига фаз с глубиной соответствующих потоков тепла представлено графически на рис. 5. Известно, что при постоянном коэффициенте обмена и отсутствии лучистого потока тепла сдвиг фаз теплового потока и температурной волны постоянен и равен 45° . Это соотношение не выполняется при наличии лучистого потока тепла и переменном kz .

В заключение можно сделать некоторые выводы.

Используя обобщение метода Фьельдстада и данные наблюдений суточного хода температуры и проникающей в море солнечной радиации, рассчитаны изменение $k(z)$ с глубиной и амплитуды и сдвиги фаз потоков тепла. Показано, что пренебрежение влиянием лучистого потока тепла в периоды нагрева поверхностного слоя моря приводит к завышенным значениям коэффициента обмена и даже качественно раз-

личному ходу его в тонком поверхностном слое моря. Влияние лучистого потока приводит также к более сложному характеру изменения с глубиной турбулентного и суммарного потоков тепла, причем это влияние более существенно отражается на фазах потоков тепла, чем на их амплитудах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Штокман В. Б. «Тр. Ин-та океанологии», 1, 1946.
2. Богуславский С. Г. Тр. МГИ АН СССР, 8, 1956.
3. Пивоваров А. А., Лаворко В. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 6, 69, 1960.
4. Пивоваров А. А., «Тр. МГИ АН СССР», 4, 1954.

Поступила в редакцию
21. 6 1965 г.

Кафедра
физики моря и вод суши
