

$\frac{\delta i}{i}$	$\frac{\max \delta f}{\max f}$	$\left(\frac{\delta \bar{f}}{f}\right)$						
	1		2		3		4	
1	36	7,5	—	—	—	—	—	—
5	43,5	8,3	42	14,7	19,1	14,4	19,1	13,2
10	48	12,4	46	16,6	37,5	28,2	38	20

Номер столбца в таблице соответствует номеру рисунка, для которого представлены значения погрешностей.

Из полученных результатов видно, что вполне целесообразно использовать метод регуляризации Тихонова с заданным нулевым приближением (полученным, например, из самой зондовой характеристики) для определения функции распределения электронов по энергиям в положительном столбце газового разряда в довольно широких пределах энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малышев Г. М., Федоров В. Л. ДАН СССР, 92, 269, 1953.
2. Ерошенков Е. К. Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы, Алма-Ата, 1970.
3. Тихонов А. Н. ДАН СССР, 151, 501, 1963.
4. Киуру Э. М., Меченов А. С. Стандартная программа решения интегральных уравнений Фредгольма I рода методом регуляризации, вып. 45, ротاپринт. ВЦ МГУ, 1971.
5. Заикин П. Н., Меченов А. С. Сб. «Некоторые вопросы автоматизированной обработки и интерпретации физических экспериментов». М., 1973.

Поступила в редакцию
3.7 1974 г.

Кафедра
электроники

УДК 551—465—15

А. А. ПИВОВАРОВ, Г. С. МУКОСЕЕВА

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЛНЫ В МОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЪЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ И ПЕРЕМЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА ТЕПЛОМ

Распространяющиеся в море температурные волны суточного периода обусловлены теплообменом с атмосферой, поглощением лучистой энергии Солнца и турбулентным перемешиванием в воде. Теории и расчету их посвящены довольно многочисленные работы, в большинстве которых исследуется влияние какого-либо одного из указанных выше определяющих факторов при пренебрежении или существенной схематизации других. Достаточно полный обзор таких исследований дан в работе [1]. В настоящем сообщении мы рассмотрим задачу при совместном учете поглощения лучистой энергии Солнца и изменения по глубине интенсивности турбулентного обмена в воде, что представляет интерес для более полного понимания влияния каждого из них в общем процессе формирования температурных колебаний в море.

Расположим начало координат на поверхности моря, а ось oz направим вертикально вниз. Будем считать, что распространение тепла происходит только по вертикали и осуществляется за счет поглощения лучистой энергии и турбулентного перемешивания. Температурные колебания будем считать установившимися и рассматривать задачу только для отклонений температуры от ее среднесуточного значения. В соответствии с [2] для коэффициента турбулентного обмена теплом $k(z)$ примем следующую аппроксимационную схему изменения его по глубине:

$$k(z) = \begin{cases} k_0 + az & 0 \leq z \leq h \\ (k_0 + ah) e^{-c(z-h)} = be^{-c(z-h)} & h \leq z < \infty \end{cases} \quad (1)$$

Такая схема изменения k позволяет путем предельных переходов в общем решении провести анализ и для ряда других случаев.

В принятой постановке задачи распределение отклонений температуры t_j по глубине и ход их во времени будет описываться уравнением:

$$\frac{\partial t_j}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} k_j(z) \frac{\partial t_j}{\partial z} + \frac{Q_0(\tau)}{c_1 \rho} \sum_{m=1}^{\nu} I_m \beta_m e^{-\beta_m z}; \quad j = 1, 2 \quad (2)$$

В качестве граничных условий примем:

$$\begin{aligned} z = 0 \quad t_1 = f(\tau); \quad z \rightarrow \infty \quad t_2 = 0; \\ z = h \quad t_1 = t_2; \quad \frac{\partial t_1}{\partial z} = \frac{\partial t_2}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

В этих выражениях c_1 и ρ — теплоемкость и плотность морской воды, $f(\tau)$ — заданный ход температуры на поверхности моря, I_m и β_m — относительная доля и коэффициент объемного ослабления для m -го участка спектра, проникающего под поверхность моря суммарного потока $Q_0(\tau)$ лучистой энергии.

Представим $f(\tau)$ и $\frac{Q_0(\tau)}{c_1 \rho}$ в виде действительной части рядов Фурье

$$f(\tau) = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-in\omega\tau}, \quad \frac{Q_0(\tau)}{c_1 \rho} = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-in\omega\tau} \quad (4)$$

и будем искать периодическое решение задачи также в виде рядов

$$t_j(z, \tau) = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \theta_{jn}(z) e^{-in\omega\tau}. \quad (5)$$

Подставляя эти выражения в уравнение (2) и граничные условия (3) для определения амплитуд температурных волн получим систему двух обыкновенных неоднородных уравнений типа Бесселя. Решение этой системы, удовлетворяющее граничным условиям, имеет вид

$$\begin{aligned} \theta_{1n}(z) &= C_{1n} \Phi_{1n}(z) + D_{1n} (\Psi_{1n}(z) + V_{1n}(z)), \\ \theta_{2n}(z) &= C_{2n} \Phi_{2n}(z) + V_{2n}(z), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\Phi_{1n}(z) = H_0^1(a_{1n} \sqrt{k_0 + az}), \quad \Psi_{1n}(z) = H_0^2(a_{1n} \sqrt{k_0 + az}).$$

$$V_{1n}(z) = \frac{\pi A_n}{2ia} \sum_{m=1}^{\nu} I_m \beta_m \int_z^h e^{-\beta_m \xi} [\Phi_{1n}(z) \Psi_{1n}(\xi) - \Psi_{1n}(z) \Phi_{1n}(\xi)] d\xi,$$

$$V_{2n}(z) = \frac{\pi A_n}{2ibc} \sum_{m=1}^{\nu} I_m \beta_m \int_z^h e^{-\beta_m \xi} [\Phi_{2n}(z) \Psi_{2n}(\xi) - \Psi_{2n}(z) \Phi_{2n}(\xi)] d\xi,$$

$$\Phi_{2n}(z) = H_1^1(b_{1n} e^{c(z-h)/2}), \quad \Psi_{2n}(z) = H_1^2(b_{1n} e^{c(z-h)/2}).$$

$$C_{1n} = \frac{B_n + V_{1n}(0)}{D_n} [\Psi_{1n}'(h) \Phi_{2n}(h) - \Psi_{1n}(h) \Phi_{2n}'(h)],$$

$$D_{1n} = \frac{B_n + V_{1n}(0)}{D_n} [\Phi_{1n}(h) \Phi_{2n}'(h) - \Phi_{1n}'(h) \Phi_{2n}(h)],$$

$$C_{2n} = \frac{B_n + V_{1n}(0)}{D_n} [\Phi_{1n}(h) \Psi_{1n}'(h) - \Phi_{1n}'(h) \Psi_{1n}(h)],$$

$$D_n = \varphi_{2n}(h) [\varphi_{1n}(0) \psi_{1n}(h) - \varphi'_{1n}(h) \psi_{1n}(0)] + \\ + \varphi'_{2n}(h) [\varphi_{1n}(h) \psi_{1n}(0) - \varphi_{1n}(0) \psi_{1n}(h)], \\ \varphi'_{jn} = \frac{d\varphi_{jn}}{dz}, \quad \psi'_{1n} = \frac{d\psi_{1n}}{dz}, \quad a_{1n} = \frac{2}{a} \sqrt{in\omega}, \quad b_{1n} = \frac{2}{c} \sqrt{in\omega}.$$

Подставляя эти выражения в решения для θ_{1n} и θ_{2n} , а затем в (5), после выделения действительной части получаем общее решение задачи. Вследствие громоздкости мы его выписывать не будем, тем более, что все расчеты удобнее проводить в комплексной форме решения и переходить к действительной части в окончательных результатах.

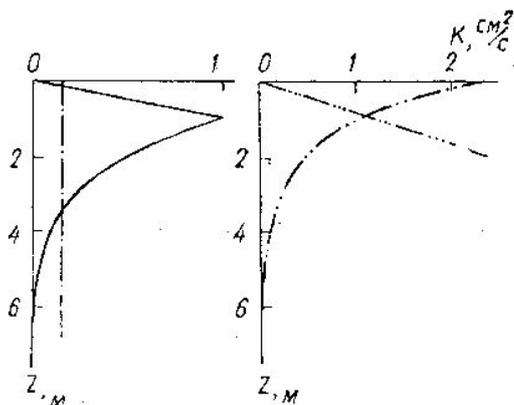


Рис. 1

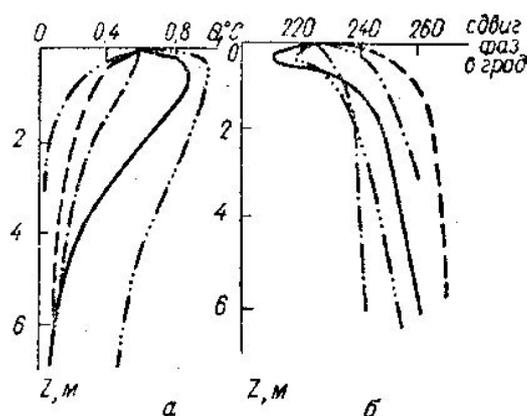


Рис. 2

Полученное решение показывает, что в общем случае влияние объемного поглощения лучистой энергии на формирование температурных колебаний в море тесно взаимосвязано с характером изменения интенсивности турбулентного обмена теплом по глубине. Для иллюстрации этого приведем результаты расчетов амплитуд и фаз первой гармоники температурной волны, используя в качестве исходных данные работы [2] для поверхностного слоя Черного моря, при 4 реально возможных схемах изменения по глубине коэффициента турбулентного обмена теплом, приведенных на рис. 1.

Характер изменения температурных колебаний при этих схемах изменения $k(z)$ показан на рис. 2. Видно существенное различие в абсолютных значениях как амплитуды, так и фазы температурной волны, особенно в приповерхностных слоях воды, в зависимости от $k(z)$. При малых k вблизи поверхности моря амплитуда имеет максимум на некоторой глубине под поверхностью, а фаза волны — минимум на той же глубине. Однако при той же схеме изменения, но в отсутствие объемных источников за счет поглощения лучистой энергии, максимум в распределении амплитуд и минимум в сдвиге фаз отсутствуют. Влияние объемного поглощения лучистой энергии во всех рассмотренных случаях приводит к возрастанию или более слабому затуханию температурных колебаний в приповерхностных слоях воды в зависимости от $k(z)$, причем скорость затухания на различных глубинах существенно определяется характером изменения $k(z)$. При постоянном коэффициенте обмена, близком к осредненному по глубине значению k , из схем (1) и (3) распределение амплитуды температурной волны оказывается также близким к среднему распределению амплитуд по этим схемам, но для распределения сдвига фаз такое соотношение не выполняется. Приведенные результаты свидетельствуют, что для полного описания температурных колебаний суточного периода, необходим совместный учет объемного поглощения лучистой энергии и изменения по глубине интенсивности турбулентного обмена теплом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пивоваров А. А. Термика замерзающих водоемов. М., 1972.
2. Восканян А. Г., Пивоваров А. А., Хунджуа Г. Г. «Океанология», 10, 1970.

Поступила в редакцию
3.7 1974 г.

Кафедра
физики
моря и вод суши