

С. Н. ПРОТАСОВ

СУТОЧНЫЙ ХОД ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОВЕРХНОСТНОМ И ПРИВОДНОМ СЛОЯХ МОРЯ И АТМОСФЕРЫ ПРИ ПЕРЕМЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ КОЭФФИЦИЕНТАХ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА ТЕПЛА

Теория суточного хода температуры рассматривалась многими авторами. Исследовались преимущественно влияния изменения коэффициента турбулентного обмена по глубине и поглощения потока падающей суммарной радиации на формирование температурного поля. Изменения коэффициента обмена во времени были учтены в [1 и 2], посвященных вычислению годового хода температуры воды, в результате была отмечена асимметрия этого хода, но в этих обеих работах исключался вопрос о формировании температуры приводного слоя воздуха.

Для расчета установившегося суточного хода температуры воспользуемся следующей моделью. Примем, что формирование температуры в воде и воздухе определяется только вертикальным турбулентным обменом, временную зависимость которого для обеих сред положим одинаковой: максимальное значение достигается в ночные часы, минимальное — в дневные. Такая зависимость получена в [3 и 4]. На поверхности однородного по плотности моря происходит поглощение падающего потока суммарной радиации, расход тепла на испарение, эффективное излучение и турбулентный теплообмен с атмосферой. Начало координат расположим на поверхности моря, ось z направим вертикально в воду, ось ξ — в воздух. Индекс 1 отнесем к атмосфере, 2 — к морю. При этих условиях математическая формулировка задачи будет аналогична приведенной в [5], отличаясь лишь учетом изменения турбулентного обмена во времени и поглощением радиации на поверхности моря

$$\frac{\partial t_1}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\tilde{K}_1(\xi, \tau) \frac{\partial t_1}{\partial \xi} \right), \quad \xi > 0,$$

$$\frac{\partial t_2}{\partial \tau} = \tilde{K}_2(\tau) \frac{\partial^2 t_2}{\partial z^2}, \quad z > 0,$$

с граничными условиями

$$t_1(h_1, \tau) = f_1, \quad t_2(h_2, \tau) = f_2, \quad t_1(0, \tau) = t_2(0, \tau),$$

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial \xi} + \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial z} = N \quad \text{при } z = \xi = 0,$$

где

$$\lambda_1 = (c_p + L\mu_0) \rho_1 K_1, \quad \lambda_2 = c_2 \rho_2 K_2,$$

$$\tilde{K}_1 = K_1 (1 + \mu_1 \xi) (1 + v(\tau)), \quad \tilde{K}_2 = K_2 (1 + v(\tau)),$$

$$N = \frac{R - (1 - A) I_0(\tau)}{1 + v(\tau)}, \quad \mu_0 = \frac{10,7}{235 + t_0} \frac{P_{\max}}{P_0},$$

K — коэффициент турбулентного обмена тепла, c — теплоемкость, L — теплота испарения, ρ — плотность, P_{\max} — упругость насыщенного водяного пара при среднесуточной температуре (t_0) воды, P_0 — атмосферное давление, μ_1 — определяемый по данным наблюдений в приводном слое параметр роста \tilde{K}_1 с высотой, R — эффективное излучение поверхности моря, $I_0(\tau)$ — поток суммарной солнечной радиации, достигающей поверхности моря, A — альbedo воды, $v(\tau)$ — определяемая по данным наблюдений в поверхностном слое моря функция временного хода коэффициента обмена.

Линейный рост \tilde{K}_1 с высотой не приводит к каким-либо физическим противоречиям [6] и позволяет хорошо описать количественно турбулентный обмен в приводном слое. Выше этого слоя завышенные значения \tilde{K}_1 приведут к более слабому убыванию температуры и амплитуды температурных волн.

Перейдем к новой переменной (неравномерному времени)

$$\theta = \int_0^{\tau} (1 + v(\tau)) d\tau$$

и представим N в виде

$$N = N_0 + Re \sum_{n=1}^{\infty} N_n e^{-in\omega\theta},$$

тогда решения задачи, удовлетворяющие граничным условиям, можно записать в виде

$$t_1 = B_1 + B_2 \ln(1 + \mu_1 \xi) + Re \sum_{n=1}^{\infty} B_{4n} H_0^{(1)}(\eta_n) e^{-in\omega\theta},$$

$$t_2 = B_1 + B_3 z + Re \sum_{n=1}^{\infty} B_{4n} H_{0n}^{(1)} e^{-b_n z} e^{-in\omega\theta}, \quad (1)$$

где

$$B_2 = \left(N_0 - \lambda_2 \frac{f_2 - f_1}{h_2} \right) \left[\lambda_1 \mu_1 + \lambda_2 \frac{\ln(1 + \mu_1 h_1)}{h_2} \right]^{-1},$$

$$B_3 = \frac{1}{h_2} [f_2 - f_1 + B_2 \ln(1 + \mu_1 h_1)], \quad B_1 = f_2 - B_3 h_3,$$

$$B_{4n} = - \frac{N_n}{\lambda_1 H_{1n}^{(1)} + \lambda_2 b_n H_{0n}^{(1)}}, \quad H_{1n}^{(1)} = \frac{1}{2} a_{1n} \mu_1 \sqrt{i} H_1^{(1)}(a_{1n} \sqrt{i}),$$

$$H_{0n}^{(1)} = H_0^{(1)}(a_{1n} \sqrt{i}), \quad \eta_n = a_{1n} \sqrt{i(1 + \mu_1 \xi)}, \quad a_{1n} = \frac{2}{\mu_1} \sqrt{\frac{n\omega}{K_1}},$$

$$b_n = \frac{1-i}{\sqrt{2}} a_{2n}, \quad a_{2n} = \sqrt{\frac{n\omega}{K_2}}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (T - \text{сутки}),$$

$H_0^{(1)}, H_1^{(1)}$ — функции Ганкеля первого рода нулевого и первого порядка.

Положив $v(\tau) \equiv 0$ в формулировке и решениях задачи, перейдем к варианту, когда турбулентный обмен не зависит от времени. Решения обоих вариантов различаются значениями коэффициентов B (так как N_n , вообще говоря, различны в этих вариантах для $n=0, 1, \dots$) и значениями временных сомножителей в нестационарной части решения.

Сравним численно решения обоих вариантов для моря на основе 75-часовой станции (Черное море, с. «Московский университет», 5—8 VII 1966 г.). Для этого возьмем из [3] в слое 1—8 м:

$\tilde{K}_2(\tau)$ [см²·сек⁻¹] = 3,429 (1 + 0,6027·sin(ωτ + 0,5375) + 0,1695 sin(2ωτ - 0,9322)),
из [7] для 7VII 1966 г. —

$$I_0(\tau)$$
 [кал·см⁻²·сек⁻¹] = 8,37·10⁻³ (1 + 1,406·sin(ωτ + 4,582) + 0,3237 sin(2ωτ + 1,276) + 0,1882·sin(3ωτ + 1,164)).

Примем:

$$K_1 = 0,16 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}, \quad c_2 = 1 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}, \quad c_p = 0,24 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1},$$

$$\rho_1 = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad \rho_2 = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad h_1 = 10^4 \text{ см}, \quad h_2 = 10^3 \text{ см},$$

$$f_1 = 19,2 \text{ }^\circ\text{C}, \quad f_2 = 21,2 \text{ }^\circ\text{C}, \quad L = 590 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1}, \quad \mu_0 = 9,7 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1},$$

$$\mu_1 = 30 \text{ см}^{-1}, \quad R = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Результаты расчета приведены на рисунках 1 и 2. Из рис. 1 видно, что максимальное значение температуры с учетом временного хода коэффициента обмена в слое 0—2 м выше, чем без учета последнего. Сравнение с фактическими измерениями

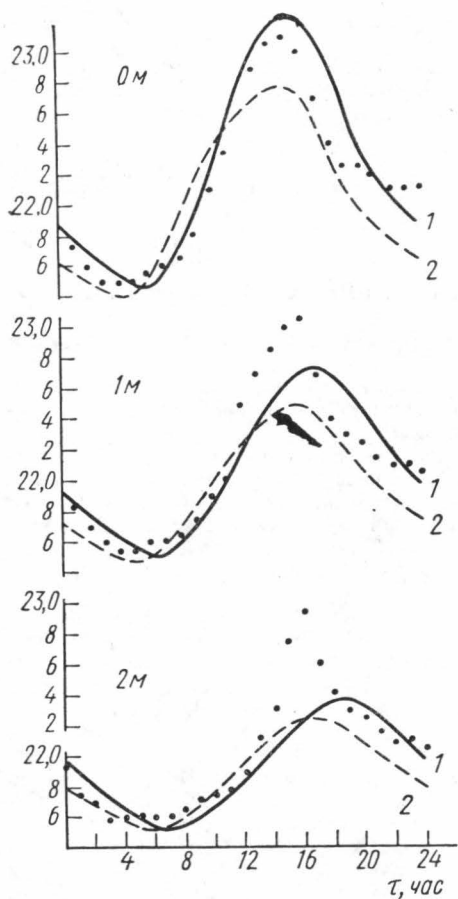


Рис. 1. Суточный ход температуры воды на различных глубинах: 1 — при $k(\tau)$; 2 — при $k \neq k(\tau)$, точки из работы [7]

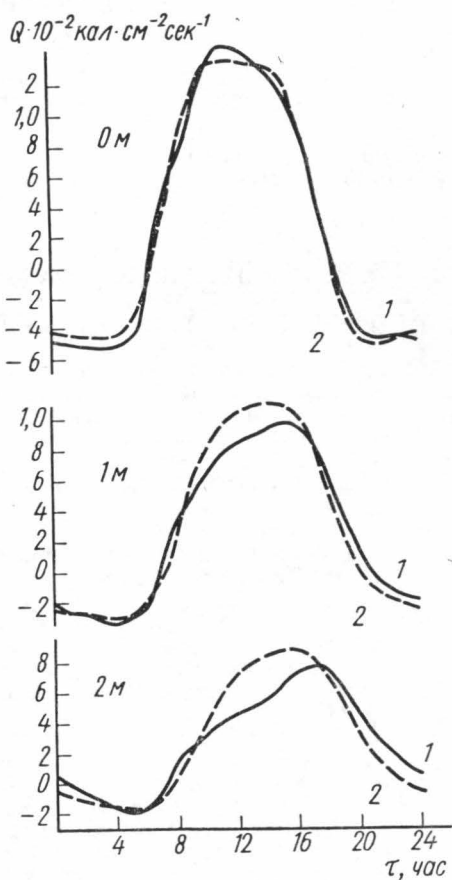


Рис. 2. Суточный ход потоков тепла на различных глубинах. Обозначения те же, что на рис. 1

[7] показывает, что хотя температурный ход лучше описывается при учете изменения во времени коэффициента обмена, но обнаруживает более быстрый спад рассчитанных максимумов температуры в слое 0—2 м.

Рассчитанные потоки тепла по формуле $Q = -c_2 \rho_2 k \frac{\partial t_2}{\partial z}$ (рис. 2) имеют симметричный вид для коэффициента обмена постоянного во времени, а для $K(\tau)$ — асимметричный и асимметрия с глубиной возрастает. За сутки через горизонт $z=8$ м вниз проходит $254,5 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}$ (по наблюдениям [3]), а по расчету при $K \neq K(\tau)$ — $250,3$, при $K(\tau)$ — $239,7$. Согласованность результатов удовлетворительная.

Учет временного хода коэффициента обмена приводит к повышению среднесуточной температуры в первых 3—4 м по сравнению с линейным стационарным распределением, вытекающим из (1), вследствие вклада нестационарной части при осреднении, ниже среднесуточная температура определяется стационарной частью (1). Эти превышения составляют для уравней: 0 м — 0,23, 1 м—0,15, 2 м—0,9 и 3 м—0,04° С.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колесников А. Г. Тр. МГИ АН СССР, 3, 106—127, 1953.
2. Богусловский С. Г. Тр. МГИ АН СССР, 13, 3—13, 1958.
3. Восканян А. Г., Пивоваров А. А., Хунджуа Г. Г. «Океанология», 10, 588—595, 1970.
4. Сизов А. А. Тр. МГИ АН СССР, 25, 65—68, 1962.
5. Пивоваров А. А. «Изв. АН СССР», физика атмосферы и океана, 4, 102—107, 1968.
6. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., 1961, стр. 97—101.
7. Восканян А. Г., Пивоваров А. А., Хунджуа Г. Г. «Изв. АН СССР», физика атмосферы и океана, 3, 1210—1216, 1967.

Поступила в редакцию
10.10 1973 г.

Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 621.385.833

Ф. Ф. КУШНИР, Л. Ф. КОМОЛОВА, Г. В. СПИВАК, Г. В. САПАРИН

О РЕНТГЕНО-РАСТРОВОЙ МОДУЛЯЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Рентгеновская просвечивающая электронная микроскопия, несмотря на относительно невысокое разрешение (порядка 0,1—0,3 $\mu\text{м}$), успешно применяется для изучения различных объектов в биологии и медицине [1].

При разработке «точечного» просвечивающего рентгеновского микроскопа необходимо учитывать ряд требований. Прежде всего, разрешение прибора, зависящее как от диаметра электронного луча, так и от толщины мишени и самого объекта, должно быть наилучшим. Кроме того, необходимо предусмотреть возможность наблюдения объектов в обычных условиях, например, при атмосферном давлении и получения качественного изображения при «щадящем», т. е. мало интенсивном рентгеновском излучении и притом за короткое время.

Недавно нами был осуществлен и описан «точечный» микроскоп, который был сопряжен с растровым электронным микроскопом (РЭМ) [2]. В нем роль электронной мишени играла тонкая металлическая пленка на образце, а в качестве освещающего луча используется хорошо сфокусированный электронный луч РЭМ. При достаточно тонких мишенях и объектах можно достичь хорошего разрешения [2], но объект должен помещаться в вакуум. Можно, например, создавать рентгеновскую трубку с микрофокусом. В этом случае мишень является не только источником рентгеновского излучения, но и барьером между вакуумом в трубке и атмосферой. Это естественно приводит к увеличению толщины мишени (а следовательно, к ухудшению разрешения), так как она должна выдерживать атмосферное давление, но зато сам объект может находиться в атмосфере. Часто при исследовании биологических и растительных объектов необходимо уменьшить дозу рентгеновского облучения. Снижение дозы облучения приводит к ослаблению полезного сигнала и уменьшению отношения сигнал/шум. Качество изображения резко ухудшается из-за возрастания помех и шумов. В данной работе показано, что снижение дозы облучения одновременно с подавлением шумов и получением качественной картины может быть достигнуто за счет частотной модуляции первичного электронного луча и последующего резонансного усиления видеосигнала. Нами сопоставляются результаты, полученные в [2], с описанными в данной статье.

Отметим, что в [3], например, описаны эксперименты по рентгеновской микроскопии, и притом в некоторых случаях, с достаточно высоким разрешением. Однако для получения снимков были необходимы большие времена экспозиций, что говорит о сравнительно низкой чувствительности приемника рентгеновского излучения. В этом аспекте использованный нами прием модулированного сигнала в резонансе имеет неоспоримое преимущество.

Описание устройства и результаты. На рис. 1, а показана общая схема рентгеновского растрового электронного микроскопа. Прибор был осуществлен на базе РЭМ «стереоскан», в котором нами была введена модуляция электронного луча 1, осуществляемая с помощью отклоняющих пластин 2, на которые подается напряжение от генератора прямоугольных импульсов 3. Коллектор вторичных электронов был заменен на приемник модулированного рентгеновского излучения, состоящий из сцинтиллятора, светопровода, фотоумножителя 5, резонансного усилителя 6 и далее всей системы развертки усиления и получения изображения в РЭМ (4, 7, 8) (4 — блок-схема развертки, 7 — видеоусилитель, 8 — видеоконтрольное устройство).

Узел А представляет собой одновременно камеру образца и устройство для регистрации рентгеновского излучения (рис. 1, б). Непосредственно над сцинтиллятором 4