

3. Белов К.П., Зайцева М.А., Педько А.В. // ЖЭТФ. 1959. **36**, № 6. С. 1672.
4. Белов К.П., Белов В.Ф., Малевская Л.А. и др. // ФММ. 1961. **12**, № 5. С. 636.
5. Большова К.М., Елкина Т.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. Математика, механика, астрономия и физика. 1957. № 2. С. 5.
6. Телеснин Р.В., Овчинникова А.М. // Ферриты. Минск: Изд-во АН БССР. 1960. С. 325.
7. Телеснин Р.В., Курицына Е.Ф. // Там же. С. 320.
8. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.: Наука, 1948.
9. Gans R. // Ann. der Phys. 1915. **48**. P. 514.
10. Forrer R. // J. Phys. Rad. 1930. I. P. 49.
11. Займовский А.С. // Бюл. Всесоюз. электротехн. ин-та (ВЭИ). 1941. **2**. С. 1.
12. Седов В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.: Наука, 1987.
13. Hansen P. // Proc. Int. School Phys. "Enrico Fermi". 1978. **LXX**. P. 56.
14. Abe K., Miyamoto Y., Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1976. **41**, No. 5. P. 1894.
15. Драбкин Г.М. Автореф. дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. Л., 1971.
16. Драбкин Г.М., Забидаров Е.И., Ковалев А.В. // ЖЭТФ. 1975. **69**, № 5 (11). С. 1804.
17. Крупичка С. Физика ферритов. Ч. II. М.: Мир, 1976.
18. Камилев И.К., Алиев Х.К. Статические критические явления в магнитоупорядоченных кристаллах. Махачкала: Изд. Дагест. науч. ц-ра РАН, 1993.

Поступила в редакцию
06.10.99

ГЕОФИЗИКА

УДК 519.95

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ХОЛОДНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛЕНКЕ ОКЕАНА И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ

С. С. Задорожный, М. Л. Сердобольская, Е. Г. Андреев

(кафедра компьютерных методов физики; кафедра физики атмосферы)

Приведены результаты компьютерной обработки результатов измерений температуры. Используемые математические методы позволяют минимизировать ошибку измерений, связанную с инерционностью датчиков температуры, и выделить случайную ошибку. Проведен анализ модели измерения и выбрана модель, наилучшим образом согласующаяся с экспериментальными данными.

Введение

Для неравновесной границы раздела в системе океан–атмосфера характерны процессы теплообмена: испарение, ИК-излучение океана и контактный теплоперенос. Эти процессы, протекающие практически на самой поверхности океана (в 10-мкм радиационном слое), уносят огромное количество тепла в атмосферу и являются первопричиной глобальных переносов воздушных масс на Земле. Процессы выхолаживания радиационного слоя и поступление потока водяного пара в приводный слой атмосферы приводят к самоорганизации диссипативных структур вблизи неравновесной границы контакта вода–воздух: холодной пленки океана и слоя инверсии температуры в атмосфере. Выхолаживание океана вызывает подвод тепла к поверхности из более теплых нижележащих слоев воды. Знание профиля температуры в холодной пленке океана позволяет оценить поток тепла, поступающий к поверхности, на основании закона Фурье.

Впервые профили температуры внутри холодной пленки были зарегистрированы в начале 1970-х гг. [1]. Для измерения температуры служила малоинерционная медь-константановая термопара с диаметром спая порядка 30 мкм и постоянной вре-

мени инерции 1–1,5 мс. В процессе измерения термопара перемещалась в вертикальном направлении с достаточно высокой скоростью порядка 15 см/с, так как при более медленном перемещении невозможно точно зафиксировать мгновенный профиль температуры при волнении. При такой скорости инерционность термопары вносит искажения в измерения. В результате регистрируемые данные не могут непосредственно использоваться, и требуется дополнительная их обработка. Для решения подобных задач в настоящее время разработана теория измерительно-вычислительных систем [2]. Измерительно-вычислительные системы (ИВС) позволяют изучать характеристики объекта в ненаблюдаемой системе типа «объект–среда» на основании измерений, получаемых в системе «объект–среда–прибор». В процессе измерения характеристики объекта изучения и среда испытывают возмущения из-за взаимодействия с прибором, и поэтому выходной сигнал прибора не отображает реальных характеристик, которые присущи объекту в отсутствие прибора. Вычислительная часть ИВС преобразует результаты измерений к виду, какой они имели бы в невозмущенной системе типа «объект–среда», с максимально возможной точностью [3].

1. Математическая модель измерения

При измерении быстроизменяющейся температуры с помощью термопары измеряемый сигнал искажен передаточной функцией термопары. Если предположить, что передача тепловой энергии подчиняется закону Фурье, а теплофизические свойства тел и коэффициенты теплообмена не зависят от температуры и времени, то простейшее дифференциальное уравнение теплообмена измерителя со средой имеет вид [4]

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} + \alpha u(t) = \alpha T(t), \\ u(0) = u_0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $u(t)$ — среднее значение температуры внутри термопары в момент времени t ; α — набор величин, характеризующих теплоприемник и условия его теплообмена со средой; $T(t)$ — температура среды.

Решение этого уравнения

$$u(M, t) = u_0 + \alpha \int_0^t e^{-\alpha(t-\tau)} T(\tau) d\tau. \quad (2)$$

Будем считать, что напряжение, поступающее с термопары, соответствует среднему значению температуры. Это напряжение с помощью быстродействующего АЦП преобразуется в цифровой код и передается в компьютер. Таким образом, поступившие в компьютер измерения можно представить в виде $\xi_i + u_0 = u(t_i) + \nu_i$, где $i = 1, 2, \dots, n$ — порядковый номер измерения, t_i и ν_i — время и погрешность i -го измерения.

2. Интерпретация измерений и надежность модели

Запишем дискретную аппроксимацию измерения в виде $\xi = Af + \nu$, где $\xi = (\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n)$ и $f = (T(\tau_1), T(\tau_2), \dots, T(\tau_m))$, A задается матрицей размерности $m \times n$ с элементами

$$A_{ij} = \alpha e^{-\alpha(t_i - \tau_j)} \Delta\tau_j, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad j = 1, 2, \dots, m, \quad (3)$$

и представляет собой приближение интегрального преобразования в (2) конечной суммой по формуле прямоугольников.

В соответствии с выводами [2] назовем решением задачи интерпретации измерения ξ вектор $R_\epsilon \xi$, в котором оператор R_ϵ определяется как решение следующей задачи на условный экстремум:

$$\|R_\epsilon A - I\|_2^2 = \min_R \{ \|RA - I\|_2^2 \mid \mathbf{E}\|R\nu\|^2 \leq \epsilon^2 \}. \quad (4)$$

Здесь I — единичная матрица размерности $m \times m$, $\|RA - I\|_2^2 = \sum_{i,j=1}^m (RA - I)_{i,j}^2$ — евклидова норма оператора $RA - I$, $\mathbf{E}\|R\nu\|^2$ — математическое ожидание энергии случайного шума ν , минимум вычисляется по всем матрицам R размерности $m \times n$. Обратим

внимание на то, что произвольное преобразование $R\xi = f + (RA - I)f + R\nu$ измерения ξ можно понимать как измерение f на «идеальном» приборе, сопровождающееся двумя видами погрешностей — систематической $(RA - I)f$, вызванной отличием RA от идеального прибора, и случайной $R\nu$, порожденной наличием в исходном измерении ξ случайного шума. В этом смысле оператор R_ϵ , являющийся решением задачи (4), гарантирует минимальную величину $g(R) = \|RA - I\|_2^2$, характеризующую систематическую погрешность, среди всех преобразований R , для которых энергия случайной погрешности $h(R) = \mathbf{E}\|R\nu\|^2 \leq \epsilon^2$.

Согласно [2], если $n \geq m$ и Σ — невырожденная матрица ковариаций случайного вектора ν , то решение задачи (4) имеет вид

$$R_\epsilon = \begin{cases} A^* (AA^* + \omega_\epsilon \Sigma)^{-1}, & 0 < \epsilon^2 < \|(A^* A)^{-1} A^* \Sigma^{-1/2}\|_2^2, \\ (A^* \Sigma^{-1} A)^{-1} A^* \Sigma^{-1}, & \epsilon^2 \geq \|(A^* A)^{-1} A^* \Sigma^{-1/2}\|_2^2, \end{cases} \quad (5)$$

где ω_ϵ — единственный корень уравнения $\|A^* (AA^* + \omega_\epsilon \Sigma)^{-1}\|_2 = \epsilon$. (Здесь звездочка означает транспонирование матрицы.)

Заметим, что интегральное преобразование в (2) зависит от параметра α , значение которого, вообще говоря, неизвестно. Если число измерений n больше, чем число m значений τ , в которых определяется $T(\tau)$, то эта «избыточная» информация позволяет оценить параметр линейного преобразования. Для решения этой задачи воспользуемся методами проверки статистических гипотез. Предположим, что вектор ν имеет нормальное распределение. Пусть по результату наблюдения ξ требуется проверить гипотезу $H: \alpha = \alpha_0$. Пусть A_0 — матрица с элементами, определяемыми равенствами (3) при $\alpha = \alpha_0$. Согласно [3], статистический критерий, отвергающий эту гипотезу всякий раз, когда величина $d(\xi, \alpha_0) = \left\| (I - A_0(A_0^* A_0)^{-1} A_0^*) \Sigma^{-1/2} \xi \right\|^2$ превосходит z , является в определенном смысле наилучшим. Значение z связано с вероятностью $\beta(z)$ ошибиться, отвергая гипотезу, равенством

$$\beta(z) = \int_z^\infty p_{n-m}(x) dx, \quad (6)$$

где $p_{n-m}(\cdot)$ — плотность распределения χ^2 с $n - m$ степенями свободы. Надежностью гипотезы $H: \alpha = \alpha_0$ называется случайная величина

$$\beta(\xi, \alpha_0) = \int_{d(\xi, \alpha_0)}^\infty p_{n-m}(x) dx. \quad (7)$$

Аккуратная интерпретация величины $\beta(\xi, \alpha_0)$ требует детального анализа ее функции распределения,

здесь мы заметим только, что если гипотеза неверна, то надежность с большой вероятностью принимает малые значения (см. [3]). Это дает основание отклонять гипотезу всякий раз, когда величина $\beta(\xi, \alpha_0)$ мала, и утверждать, что чем больше значение надежности, тем лучше данное значение параметра согласуется с результатами измерений. На основании этого надежность можно использовать для выбора модели, максимально согласующейся с измерением ξ . Определим значение параметра $\hat{\alpha}$ условием: $\beta(\xi, \hat{\alpha}) = \max_{\alpha_0} \beta(\xi, \alpha_0)$ и назовем такой способ выбора параметра методом максимальной надежности [5]. Можно показать, что максимально надежное значение параметра обладает рядом полезных свойств, в частности, при стремлении энергии шума измерения ξ к нулю оно стремится к истинному значению параметра. Следует заметить, что если само значение надежности нас не интересует, а необходимо только найти наиболее надежное значение коэффициента $\hat{\alpha}$, то вместо максимума надежности мы можем искать

$$d(\xi, \hat{\alpha}) = \min_{\alpha_0} d(\xi, \alpha_0) \quad (8)$$

в силу монотонной зависимости (7) от $d(\xi, \alpha_0)$.

3. Пример расчета температуры

Изложенные выше математические методы анализа и интерпретации эксперимента были использованы как для компьютерного моделирования, так и для обработки одной из серий результатов измерений профиля температуры внутри холодной пленки, приведенных в работе [1]. В ходе модельных расчетов при ступенчатом характере температуры среды $T(t)$ в соответствии с формулой (2) был получен выходной сигнал измерительного преобразователя, на который наложена случайная погрешность, соответствующая шуму измерения. Далее по методу максимальной надежности был найден параметр α модели. На основании наиболее надежной модели рассчитывался результат редукции (рис. 1). При расчете использовались следующие значения параметров: $n = 300$, $m = 150$; коэффициент $\omega = 0,2$, его величина выбрана так, чтобы шумовая составляющая $h(R_\epsilon)$ погрешности оценки была достаточно малой; параметр α модели выбирался из диапазона $[0, 015; 0, 05]$. Результаты компьютерного моделирования свидетельствуют о том, что использованные математические методы позволяют выбрать наиболее близкий к истинному параметр модели и получить оценки температуры среды, обладающие достаточно низкой погрешностью.

Результаты анализа и интерпретация реальных данных приведены на рис. 2, 3. Значения параметров n, m, ω расчета были взяты равными тем, которые использовались в модельном эксперименте. На рис. 2 приведен график зависимости статистики $d(\xi, \alpha)$ для данной серии измерений ξ . Видно, что функционал имеет четкий экстремум в точке $\alpha_0 = 0,028$. Наиболее надежное значение коэффициента α_0 использовалось далее для вычисления оценки $R_\epsilon^0 \xi$ температуры

в приводном слое по формуле (4) при $A = A_0$. При этом рассчитывались значения $g_0 = \|R_\epsilon^0 A - I\|_2^2$ и $h_0 = E \|R_\epsilon^0 \nu\|^2$, характеризующие систематическую и случайную погрешности оценивания соответственно. Для сравнения был проведен расчет оценки $R_\epsilon \xi$ в рамках модели, надежность которой оказалась низкой ($\alpha = 0,015$), и значений g, h , аналогичных g_0, h_0 .

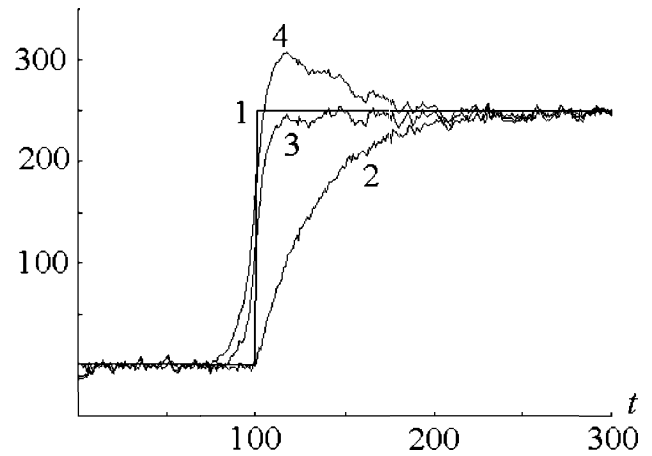


Рис. 1. Результаты компьютерного моделирования: исходный сигнал $T(t)$ — 1; результат измерения ξ — 2; «наиболее надежная» — 3 и «ненадежная» оценка исходного сигнала — 4

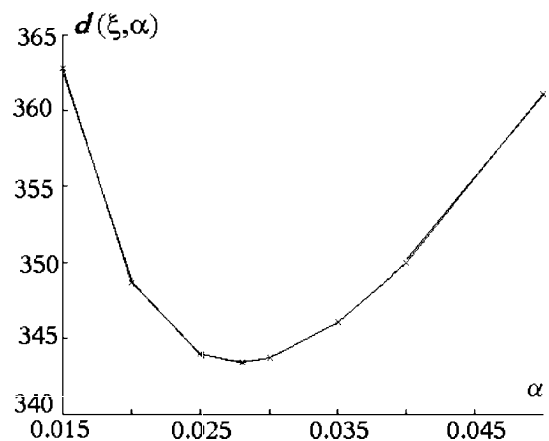


Рис. 2. Статистика $d(\xi, \alpha) = \left\| (I - A(A^*A)^{-1}A^*) \Sigma^{-1/2} \xi \right\|^2$

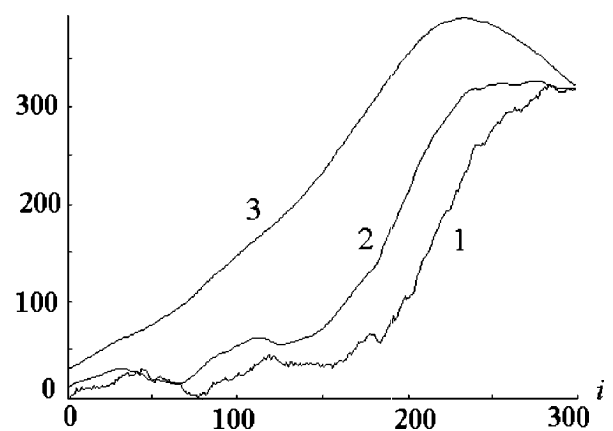


Рис. 3. Оценки профиля температуры на ИВС: измерения ξ , полученные с термопары, — 1; «наиболее надежная» оценка $R_\epsilon^0 \xi$ (ошибки оценивания $g_0 = 286$, $h_0 = 25$) — 2; «ненадежная» оценка $R_\epsilon \xi$ (ошибки оценивания $g = 297$, $h = 15$) — 3; i — номер измерения

Результаты отражены на рис. 3. (Величина температуры приведена в отчетах АЦП.)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 99-01-00343 и 98-05-64113).

Литература

1. Хунджуга Г.Г., Андреев Е.Г. // Изв. АН СССР, ФАО. 1974. 10, № 10. С. 1110.
2. Пытьев Ю.П. Методы анализа и интерпретации эксперимента. М.: Изд-во МГУ, 1990.

3. Пытьев Ю.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. № 3. С. 14 (Moscow University Phys. Bull. 1986. No. 3. P. 14).
4. Ярышев Н.А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. М.: Энергия, 1990.
5. Пытьев Ю.П., Сердобольская М.Л. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. № 5. С. 18 (Moscow University Phys. Bull. 1988. No. 5. P. 19).

Поступила в редакцию
01.10.99

УДК 539.038

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В. И. Григорьев, В. С. Ростовский

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждается принципиально новая методика прогнозирования землетрясений, основанная на поляриметрических исследованиях.

Попытки найти метод предсказания землетрясений продолжают уже десятилетия, если не века. Назывались весьма разнообразные предвестники, хотя их научное истолкование, как правило, отсутствовало. Действительно, как объяснить, например, многократно отмечавшееся беспокойное поведение животных перед землетрясениями или увеличение солености воды в глубоких колодцах? И не связано ли это с замеченными локальными вариациями магнитного и электрического поля, предшествующими сейсмическим событиям?

Эти вариации, регистрируемые объективными физическими методами, как полагает ряд исследователей (см., напр., [1]), являются самыми надежными предвестниками землетрясений, хотя пока еще не достигнуто общепризнанное понимание их физической природы.

По нашему мнению, определяющая роль в формировании электромагнитных предвестников сейсмических событий принадлежит бароэлектрическому эффекту — эффекту перераспределения электрических зарядов в проводнике при возникновении в нем неоднородных механических напряжений (для простоты — «давлений»).

Мы не будем здесь подробно излагать теорию бароэлектрического эффекта (этому посвящены, например, публикации [2–7]), ограничившись напоминанием качественной стороны дела: электроны «выдавливаются» из областей повышенного (впрочем, и пониженного) давления, что обусловлено зависимостью работы выхода от давления. Благодаря такому перераспределению зарядов и порождаются поля.

Если рассматривать модель сферически симметричной планеты, то перепады давлений, обусловленные ее собственной (т. е. создаваемой распределением ее масс) гравитацией, приводят к появлению бароэлектрического поля (будем именовать его главным), направленного радиально, величина напряженности

которого монотонно возрастает от нуля в центре планеты до максимального значения $E(R)$ у поверхности и скачком обращается в нуль за ее пределами. Поверхностная плотность зарядов $\rho_s = -\frac{1}{4\pi}E(R)$. Внутренняя же область заряжена положительно, так что планета в целом предполагается электронейтральной. Вращение планеты, в которое вовлекаются и перераспредевшиеся заряды, порождает магнитное поле, которое также можно называть главным бароэлектрическим, последнее, в отличие от главного бароэлектрического поля, захватывает как внутреннюю, так и внешнюю область планеты.

Если же сферическая симметрия нарушается, бароэлектрическое поле проникает и во внешнюю область. Причинами таких нарушений могут быть локальные неоднородности в толще планеты (особенности ее рельефа также сказываются, но в меньшей степени из-за явления изостазии), а также сторонние воздействия, из которых самое заметное влияние оказывают приливные силы.

Обусловленное этими причинами бароэлектрическое поле над поверхностью планеты если и меняется со временем, то сравнительно медленно и, что важнее всего, регулярно. Для прогнозирования землетрясений основное значение могут иметь именно предшествующие (и сопутствующие) им *нерегулярные* локальные изменения напряженности поля, вызываемые изменениями градиентов давлений в толще планеты и особенно вблизи ее поверхности. Временной ход этих изменений проявляется и в наблюдаемой картине вариаций полей: напряженность магнитного поля (а именно к нему относится наибольшее число имеющихся экспериментальных данных) перед землетрясением начинает медленно, а затем все быстрее нарастать, потом резко падает, что естественно истолковать как признак постепенного накопления и последующего резкого «сброса» напряжений в коре перед и во время землетрясения.