

и располагаются в кубических местах решетки, при этом 6 ат. % скандия можно рассматривать как примесь.

Из работы [4] известно, что найтовское смещение на ядрах примеси в сплаве определяется восприимчивостью матрицы и константой сверхтонкого взаимодействия, присущей атомам примеси, т. е. для нашего случая

$$k = \alpha_{Sc} \chi_{NiAl}, \quad (1)$$

$\alpha_{Sc}$  — константа сверхтонкого взаимодействия для  $Sc \sim 150$  моль/СГСМ [5],  $\chi_{NiAl}$  — молярная восприимчивость  $s$  электронов проводимости сплава NiAl. Величина молярной восприимчивости NiAl, рассчитанная по модели свободных электронов, имеет значение  $8,5 \cdot 10^{-6}$  СГСМ/моль. Тогда, подставив в выражение (1) значения  $\alpha_{Sc}$  и  $\chi_{NiAl}$ , получим величину сдвига Найта  $Sc^{45}$  0,13%, которая очень близка к экспериментальному значению сдвига 0,14%. Следовательно, величина вклада в сдвиг Найта  $Sc^{45}$  за счет контактного взаимодействия в структуре кубической симметрии значительно превышает его значение для структуры — гексагональной симметрии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынова Л. Ф., Чечерников В. И., Неделько В. И. «Физика металлов и металловедение», 36, 1118, 1973.
2. Seitchik J. A., Walmsliy R. H. Phys. Rev., 131, 1473, 1963.
3. Mott N. F. Advan. Phys., 13, 51, 1964.
4. Clogston A. M. Phys. Rev., 125, 439, 1962.
5. Gardner W. E., Penfold J. Phil. mag., 11, No. 111, 549, 1965.

Поступила в редакцию  
11.5 1973 г.

Кафедра  
магнетизма

УДК 551.46.515

Н. К. ШЕЛКОВНИКОВ

## ВЛИЯНИЕ ОПЕРАЦИИ «СКОЛЬЗЯЩЕГО СРЕДНЕГО» НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Морская турбулентность оказывает существенное влияние на перенос количества тепла, вещества и импульса, а также на формирование плотностной стратификации и профиля течений.

Исследование морской турбулентности, ее структуры имеет не только научный, но и практический интерес. Экспериментальное исследование мелкомасштабной турбулентности в море осуществляется, как правило, на базе записей пульсаций скорости или температуры. Для определения пространственно-временных характеристик турбулентности вычисляются автокорреляционные и взаимокорреляционные функции. При этом предполагается стационарность исследуемого процесса. Однако регистрируемые термогидрометрами или термометрами сопротивления мелкомасштабные изменения скорости или температуры в море, вообще говоря, не являются стационарными из-за наличия в записях длиннопериодных колебаний, вызванных качкой корабля, если записи производятся с его борта, из-за присутствия поверхностных и внутренних волн, а также крупномасштабной турбулентности.

Спектр регистрируемых пульсаций измеряемой величины лежит в пределах разрешающей способности измерительной системы и определяется, с одной стороны, чувствительностью и инерцией прибора, а с другой стороны, длительностью интервала наблюдения. Наличие на этом участке спектра низкочастотных колебаний приводит к нестационарности исследуемого процесса. Исключение, по-видимому, составляют реализации, полученные с помощью термопар. В этом случае при надлежащем выборе инерции «горячих» и «холодных» спаев, а также длительности интервала наблюдения можно исключить из записей длиннопериодные колебания.

При статистической обработке записей пульсаций скорости или температуры, полученных с помощью термогидрометра или термометра сопротивления, встает вопрос об удалении низкочастотных колебаний. Это можно сделать, например, с помощью метода «скользящего среднего» [1]. Если представить исследуемые изменения скорости или температуры в море в виде суммы двух независимых процессов.

$$\varphi(t) = f(t) + \Phi(t); \quad (1)$$

где  $f(t)$  — случайный процесс, стационарный для исследуемого временного масштаба,  $\Phi(t)$  — низкочастотная составляющая исследуемого процесса, от которой необходимо избавиться, и если к  $\varphi(t)$  применить такую операцию:

$$d\varphi(t) = df(t) + d\Phi(t) \text{ и } \sigma_{df} \ll \sigma_{d\Phi}, \quad (2)$$

то получим случайный процесс, для которого уже могут быть вычислены функции авто- и взаимной корреляции с некоторой погрешностью за счет применения  $d$  к самой функции  $f(t)$ .

Тогда запишем

$$f(t) = \varphi(t) - \frac{1}{\mu} \int_{t-\mu/2}^{t+\mu/2} f(t) d\tau, \quad (3)$$

где  $f(t)$  — искомая стационарная функция.

Оценки, приведенные в [1], показывают, что погрешность вычисления функции взаимной корреляции после подстановки  $d$  мала и при практических расчетах ею можно пренебречь, если

$$\tau_{0,5} \ll \mu \ll T_{0,5},$$

где  $\tau_{0,5}$  — временной радиус корреляции для  $f(t)$ ,  $T_{0,5}$  — временной радиус корреляции для  $\Phi(t)$ .

При исследовании структуры турбулентности в море оптимальное значение параметра  $\mu$  подбиралось экспериментально. Для этого серия типичных записей пульсаций температуры, полученных с борта НИС «Московский университет» на Черном море, была подвергнута обработке методом «скользящего среднего» со значениями  $\mu$  от 2 до 16 с. Регистрация пульсаций температуры осуществлялась одновременно в четырех точках потока как с борта корабля, так и при постановке прибора на дно. В качестве датчика пульсаций температуры использовались термисторы МТ-54. Инерция прибора определялась постоянной времени термистора и составляла  $\sim 0,1$  с. Чувствительность измерительной системы к изменениям температуры была  $\sim 0,002^\circ\text{C}$ . Регистрация пульсаций температуры велась с помощью шлейфового осциллографа Н-700 [2]. Расстояние между датчиками, разнесенными по прямоугольной системе координат, не превышало 0,6 м. По полученным записям изменений температуры были вычислены функции автокорреляции и функции взаимной корреляции. По графикам функций автокорреляции были определены временные радиусы корреляции  $\tau_{0,5}$  по уровню 0,5 для различных значений  $\mu$ .

В результате анализа 30 сеансов записей пульсаций температуры, для которых были вычислены значения  $\tau_{0,5}$  при различных значениях  $\mu$ , было установлено, что временной радиус корреляции возрастает при изменении параметра  $\mu$  от 2 до 4 с, затем в интервале изменения от 4 до 12 с практически остается постоянным. При дальнейшем увеличении  $\mu$   $\tau_{0,5}$ , вероятно, снова возрастает. Изменение  $\tau_{0,5}$  в пределах от 2 до 4 с вызвано влиянием  $d$  на  $f(t)$ . Наличие участка  $\tau_{0,5} = f(\mu)$  ( $\tau_{0,5} \approx \text{const}$ ) можно объяснить тем, что при этих значениях  $\mu$  удаляются медленные вариации температуры и не искажаются исследуемые более высокие частоты. Для более детального исследования этого вопроса необходимо определить зависимость  $\tau_{0,5}$  от  $\mu$  в более широких пределах изменения  $\mu$ . Можно предположить, что появятся несколько участков, на которых  $\tau_{0,5}$  практически не будет зависеть от  $\mu$ .

При  $\mu > 12$  с начинают сказываться более медленные вариации температуры, что приводит к возрастанию радиуса корреляции.

При определении параметров температурных неоднородностей в море в [2] за оптимальное значение «параметра сглаживания» было принято  $\mu = 6$  с, находящееся примерно в средней части участка, где  $\tau_{0,5}$  не зависит от  $\mu$ .

Рассмотрим влияние метода «скользящего среднего» на определение некоторых параметров временных характеристик температурных неоднородностей в море. Согласно [3] размеры турбулентных неоднородностей в направлении движения потока могут быть определены, как

$$L = \bar{V} \tau_s, \quad (4)$$

где  $\bar{V} = \frac{X}{\tau_k}$ ,  $X$  — расстояние между датчиками, расположенными вдоль потока,  $\tau_k$  — временное смещение максимума функции взаимной корреляции относительно нулевого смещения рассматриваемых записей пульсаций температуры,  $\tau_s$  — временной

интервал, заключенный между первыми нулевыми значениями функции взаимной корреляции.

Для определения влияния метода «скользящего среднего» на величины, входящие в выражение (4), были вычислены функции взаимной корреляции для записей пульсаций температуры, полученных синхронно в двух точках, разнесенных в пространстве при различных значениях  $\mu$ .

В результате анализа полученных данных было установлено, что временные смещения максимумов функций взаимной корреляции  $\tau_k$  не зависят от  $\mu$ . Тенденция к сохранению значений  $\tau_k$  при различных  $\mu$  может указывать на то, что неоднородности разных размеров (лежащие в пределах разрешающей способности измерительной системы) переносятся с одной и той же скоростью. Сравнение значений временного параметра  $\tau_s$ , вычисленного при различных  $\mu$ , показало, что  $\tau_s$  имеет максимальное значение при  $\mu=1$ . При увеличении  $\mu$   $\tau_s$  уменьшается, и начиная с  $\mu=4$  с и до  $\mu=12$  с практически остается постоянным. При дальнейшем увеличении  $\mu$   $\tau_s$  возрастает. Наличие участка, где  $\tau_s$  не зависит от  $\mu$ , так же, как и в случае временного радиуса корреляции, по-видимому, свидетельствует о наличии в рассматриваемых записях пульсаций температуры спектра частот с преобладающей амплитудой.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Д., Миркотан С. Ф., Кияновский М. П., Березин Ю. В. «Изв. вузов», физика, № 1, 1960.
2. Шелковников Н. К., Миркотан С. Ф., Хунджуа Г. Г. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 1, 1968.
3. Шелковников Н. К. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 6, 1971.

Поступила в редакцию  
19.6 1973 г.

Кафедра  
физики моря и вод суши

УДК 539.143.43.

А. С. БУКИН, О. А. БУКИНА, В. И. КВЛИВИДЗЕ

## ЯДЕРНАЯ МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ВОДЫ В ИОНООБМЕННОЙ СМОЛЕ

Ядерная магнитная релаксация сорбированной воды в большинстве случаев определяется ядерным дипольным и электронно-ядерным механизмами. При этом только в первом случае можно сделать надежные выводы о характере молекулярного движения. Ионнообменные смолы (иониты) могут быть получены с достаточно низким содержанием парамагнитных ионов и потому являются удобными объектами для изучения состояния сорбированной воды. С помощью ядерного магнитного резонанса вода в ионитах исследовалась методом спектроскопии высокого разрешения [1—3] и методом спинового эха [4, 5], однако основное внимание в этих работах было уделено изучению максимально насыщенных водой образцов.

В настоящей работе измерено продольное ( $T_1$ ) и поперечное ( $T_2$ ) время релаксации воды, сорбированной ионитом, в начальной области заполнений<sup>1</sup>. Особое внимание было обращено на получение образца с минимумом парамагнитных примесей. Исходный образец (с обменной емкостью 4,6 мэкв/г) отмывался от парамагнитных ионов последовательным пропусканием через него горячей 0,5N соляной кислоты и 0,5N щелочи. После пятикратного повторения цикла смола была переведена в  $Na^+$  форму и промыта избыточным количеством воды. Контроль степени очистки, проведенный по методу [6], показал, что в нашем образце релаксация определяется диполь-дипольным взаимодействием протонов. Введение ионов  $Mn^{2+}$  в количестве  $2 \cdot 10^{-4}$  вес. % привело к значительному (для продольной релаксации в 2 раза) изменению скорости релаксации. Таким образом, содержание парамагнитных ионов в чистом образце ниже указанной величины.

Времена релаксации измерялись при температуре  $25 \pm 2^\circ C$  на 12 МГц импульсном спектрометре, работающем с накоплением и цифровой регистрацией амплитуды спинового эха.  $T_1$  измерялось 4-импульсным методом  $\frac{\tau}{2} - \pi - \frac{\tau}{2} - \pi$ . Ошибка изме-

<sup>1</sup> Образец катионита КУ-2×8 был любезно представлен нам Н. И. Николаевым, за что авторы приносят глубокую благодарность.