

**ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ
ТЕХНИКА
2020
№9**

ВСЕМИРНЫЙ ДЕНЬ МЕТРОЛОГИИ

Измерения для глобальной торговли

РСТ

ВНИИМС



Bureau
International des
Poids et
Mesures



20 мая 2020

www.worldmetrologyday.org

© 2020-BIPM-OIML

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА 2020

№ 9 сентябрь

Ежемесячный
научно-технический
журнал

Основан в 1939 г.

Издаётся
с приложением
«Метрология»

УЧРЕДИТЕЛИ

Федеральное агентство
по техническому регулированию
и метрологии

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт метрологии
им. Д. И. Менделеева»

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт оптико-физических
измерений»

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт физико-технических и
радиотехнических измерений»

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт метрологической
службы»

ФГУП «Российский
научно-технический центр
информации по стандартизации,
метрологии и оценке соответствия»

Метрологическая академия

СОДЕРЖАНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МЕТРОЛОГИИ

- Ю. И. Неронов. Определение магнитных моментов ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ при одновременной регистрации сигналов от двух ядер спектрометром на основе ядерного магнитного резонанса 3

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МЕТРОЛОГИИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

- А. В. Шолохов, С. Б. Беркович, Н. И. Котов, М. Г. Белоножко. Нелинейное оценивание параметров методом сеток с учётом корреляции частных оценок 9

ЛИНЕЙНЫЕ И УГЛОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

- В. М. Гречишников, Е. Г. Комаров. Повышение информационной ёмкости волоконно-оптического мультисенсорного преобразователя бинарных механических сигналов в электрические 15

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

- А. И. Колпаков, А. М. Райцин, М. В. Улановский. Метрологические характеристики измерительного делителя мощности лазерного излучения 24

МЕХАНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

- Д. Д. Болдасов, Ю. В. Дроздова, А. С. Комшин, А. Б. Сырицкий. Применение нейронных сетей для обработки фазохронометрической измерительной информации 31
- Л. А. Варжицкий, Н. В. Чертыковцева, Е. М. Тарасов. Совершенствование и перспективы применения методов калибровки оптоэлектронного сенсора виброперемещений 36
- А. П. Савенков, М. М. Мордасов, В. А. Сычёв. Бесконтактное пневмоэлектрическое устройство для измерений вязкости жидкостей 43

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

- А. В. Костановский, М. Е. Костановская, М. Г. Зеодинов, А. А. Пронкин. Теплопроводность пиролитического графита марки УПВ-1 при температурах 1900–2950 К 50
- Б. А. Лапинов, А. В. Мамонтов. Применение метода спектральной пирометрии в условиях интенсивных сверхвысокочастотных электромагнитных полей 54

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

- П. Ф. Астафьев, А. Д. Коноплин. Оценка уровня собственных шумов датчиков геомагнитного и геоэлектрического полей методом многоканальных измерений 60

АКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

- А. В. Коньков, Д. В. Головин. Влияние внешних условий на звуковое давление в камере пистонфона в инфразвуковом диапазоне частот 67

Главный редактор
С. С. Голубев

Редакционная коллегия:

В. И. Белоцерковский
С. И. Донченко
И. В. Емельянова
(зам. гл. редактора)
Л. К. Исаев
А. Д. Козлов
Е. П. Кривцов
В. Н. Крутиков
А. Ю. Кузин
С. В. Медведевских
А. И. Механиков
В. В. Окрепилов
В. Н. Храменков
И. А. Шайко
В. В. Швыдун

**Журнал переводится
на английский язык
под названием
«Measurement
Techniques»
издательством Springer
www.springer.com/11018**

Корректор *М. В. Бучная*
Компьютерная вёрстка *С. А. Мамедова*

Сдано в набор: 28.08.2020.
Подписано в печать: 30.09.2020.
Формат 60х90 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. п.л. 9,0. Уч.-изд. л. 11,5. Тир. 250 экз. Зак. 20-74п.

Свидетельство о регистрации ПИ № ФС77-21572
от 15.07.2005.

Адрес редакции: 119361 Москва, ул. Озёрная, 46,
ФГУП «ВНИИМС»
Тел.: +7 (495) 781-48-70
e-mail: izmt@vniims.ru
www.izmt.ru

Редакция не несёт ответственности за
содержание рекламных материалов. Точка зрения
редакции может не совпадать с мнением авторов.

ООО «Типография Миттель Пресс»
127254 Москва, ул. Руставели, 14, с. 6, оф. 14

© Измерительная техника, 2020

FUNDAMENTAL PROBLEMS OF METROLOGY

Yu. I. Neronov. Determination of the magnetic moments of ^6Li and ^7Li nuclei using
an NMR spectrometer that records signals from two nuclei simultaneously 3

GENERAL PROBLEMS OF METROLOGY AND MEASUREMENT TECHNIQUES

A. V. Sholokhov, S. B. Berkovich, N. I. Kotov, M. G. Belonozhko. Nonlinear
parameter estimation by the point-mass method taking into account correlation
of partial estimates 9

LINEAR AND ANGULAR MEASUREMENTS

V. M. Grechishnikov, E. G. Komarov. Increasing the information capacity of a fiber-
optic multi-sensor converter of binary mechanical signals into electrical signals 15

OPTICOPHYSICAL MEASUREMENTS

A. I. Kolpakov, A. M. Raitsin, M. V. Ulanovskii. Metrological characteristics of mea-
suring laser power divider 24

MECHANICAL MEASUREMENTS

D. D. Boldasov, J. V. Drozdova, A. S. Komshin, A. B. Syritskii. Neural networks
application for phasechronometric measurement information processing 31

L. A. Varzhtskii, N. V. Chertykovtseva, E. M. Tarasov. Improvement and possibili-
ties of application of calibration methods for optoelectronic vibration displacement
sensor 36

A. P. Savenkov, M. M. Mordasov, V. A. Sychev. A non-contact pneumoelectric
device for liquid viscosity measurement 43

TERMOPHYSICAL MEASUREMENTS

A. V. Kostanovskiy, M. E. Kostanovskaya, M. G. Zeodinov, A. A. Pronkin. Heat
conductivity of pyrolytic graphite of mark UPV-1 at temperatures 1900–2950 K 50

B. A. Lapshinov, A. V. Mamontov. High-temperature spectral thermometry in condi-
tions of intense microwave electromagnetic fields 54

ELECTROMAGNETIC MEASUREMENTS

P. F. Astaf'ev, A. D. Konoplin. Estimation of self noise of geomagnetic and geoelec-
tric field sensors using multichannel measurement method 60

ACOUSTIC MEASUREMENTS

A. V. Konkov, D. V. Golovin. The influence of external conditions on sound pressure
in the pistonphone at the infrasound frequency range 67

Определение магнитных моментов ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ при одновременной регистрации сигналов от двух ядер спектрометром на основе ядерного магнитного резонанса

Ю. И. Неронов^{1,2}

¹Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева, Санкт-Петербург, Российская Федерация, e-mail: yineronov@mail.ru

²Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Российская Федерация

Экспериментальные данные о магнитных моментах ядер являются основой для понимания нетривиальных особенностей структуры ядерной материи. Определено отношение частот ядерного магнитного резонанса изотопов лития $f({}^7\text{Li})/f({}^6\text{Li})=2,6409061846(13)$ с погрешностью $4,9 \cdot 10^{-10}$. Найдено отношение резонансных частот $f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li})=2,557100473(9)$ протонов воды и ионов ${}^7\text{Li}$ с погрешностью $3,5 \cdot 10^{-9}$ для растворов с предельно малой концентрацией соли $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ в воде при температуре 25 °С. Данные получены с помощью спектрометра на основе ядерного магнитного резонанса, работающего в режиме одновременной регистрации сигналов от двух ядер, что позволило на порядок уменьшить случайные и систематические погрешности результатов измерений. На основе полученных результатов и с учётом данных о магнитном моменте протона и электронном экранировании ядер лития вычислены магнитные моменты этих ядер $\mu({}^6\text{Li})=0,8220454(25)\mu_N$; $\mu({}^7\text{Li})=3,2564171(98)\mu_N$. Выполнено сравнение экспериментальных данных $\mu({}^6\text{Li})$, $\mu({}^7\text{Li})$ и соответствующих данных теоретических вычислений.

Ключевые слова: ядерные моменты, изотопы лития, одновременная регистрация двух сигналов ядерного магнитного резонанса, квантовая радиофизика.

Введение. Экспериментальные данные о магнитных моментах ядер были и остаются важной основой для развития представлений о структуре ядерной материи. Прецизионные данные о магнитных моментах легчайших ядер (дейтерия, трития и гелия-3) были получены методами ядерного магнитного резонанса с использованием газообразных образцов HD, HT и ${}^3\text{He}$, для которых доступны вычисления поправок на электронное экранирование ядер с погрешностью до восьмого знака [1–6]. Более тяжёлые ядра, такие как литий, не образуют газообразных соединений, однако соли лития хорошо растворяются в воде. Ядерные магнитные моменты $\mu({}^6\text{Li})$, $\mu({}^7\text{Li})$ ионов ${}^6\text{Li}^+$ и ${}^7\text{Li}^+$ в водной среде позволяют регистрировать достаточно интенсивные сигналы ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Частоты сигналов ЯМР от ионов ${}^6\text{Li}^+$ и ${}^7\text{Li}^+$ водного раствора можно использовать для прецизионного определения значений $\mu({}^6\text{Li})$, $\mu({}^7\text{Li})$, если при этом магнитное поле будет зарегистрировано с требуемой высокой точностью. По рекомендации экспертов CODATA [1] прецизионная оценка магнитного поля также определяется частотой сигнала ЯМР, регистрируемого от протонов воды, при этом используются значения фундаментальных физических констант – магнитного момента μ_p протона и экранирования $\sigma(\text{H}_2\text{O})$ протона в воде [1, 7, 8]. Сигналы от пары ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ или от протонов воды и ядер ${}^7\text{Li}$ должны регистрироваться в строго одном

и том же магнитном поле, поэтому лучшим вариантом минимизировать случайные и систематические погрешности оказывается одновременная регистрация сигналов.

Режим с одновременной двухканальной регистрацией сигналов от двух ядер недоступен на современных серийных ЯМР-спектрометрах, где переключение на другое ядро требует технического перерыва для настройки на другой резонанс LC-контра приёмной цепи. При этом, как правило, изменяется температура образца и могут возникать сдвиги магнитного поля. В предназначенных для химического анализа ЯМР-спектрометрах смена образцов осуществляется с помощью сжатого воздуха и для уменьшения разброса данных необходим контроль дополнительного нагрева ампулы из-за нагрева воздуха при его сжатии.

Структура воды имеет ряд особенностей, в частности, экранирование протонов в воде существенно зависит от температуры воздуха в лаборатории и, соответственно, воды. Температура лабораторного помещения в течение рабочего дня обычно изменяется на несколько градусов. Соответственно, частота резонанса протонов воды (или дейтронов в случае D_2O) будет изменяться на несколько единиц восьмого знака. В серийных спектрометрах со сверхпроводящим магнитом резонансная индуктивность имеет два витка, которые должны иметь седлообразную форму. Если магнитное поле формирует электромагнит, как

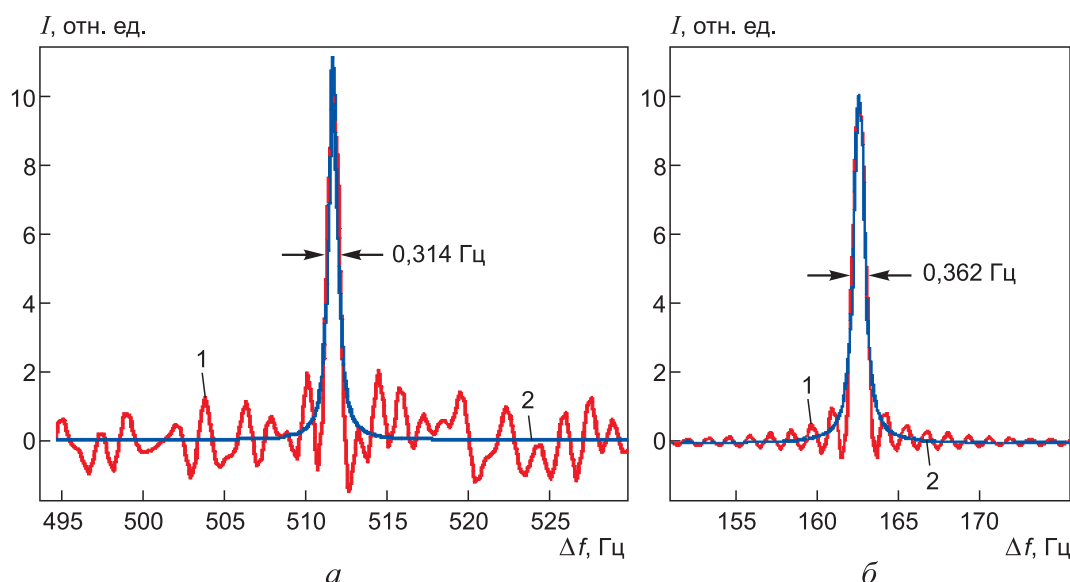


Рис. 1. Типичный парный спектр, полученный от ампулы с раствором $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$ в воде при одновременном накоплении двух сигналов $f(^6\text{Li})=(13387000+\Delta f(^6\text{Li}))$ Гц, $f(^7\text{Li})=(35355000+\Delta f(^7\text{Li}))$ Гц соответственно от ядер ^6Li (а), ^7Li (б): 1 – экспериментальный числовой массив; 2 – контур Лоренца

Fig. 1. A typical pair spectrum obtained from an ampoule with a solution of $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$ in water with the simultaneous accumulation of two signals in the frequency range: $f(^6\text{Li})=(13387000+\Delta f(^6\text{Li}))$ Hz and $f(^7\text{Li})=(35355000+\Delta f(^7\text{Li}))$ Hz, respectively, from the nuclei ^6Li (a), ^7Li (b): 1 – experimental numerical array; 2 – Lorentz contour

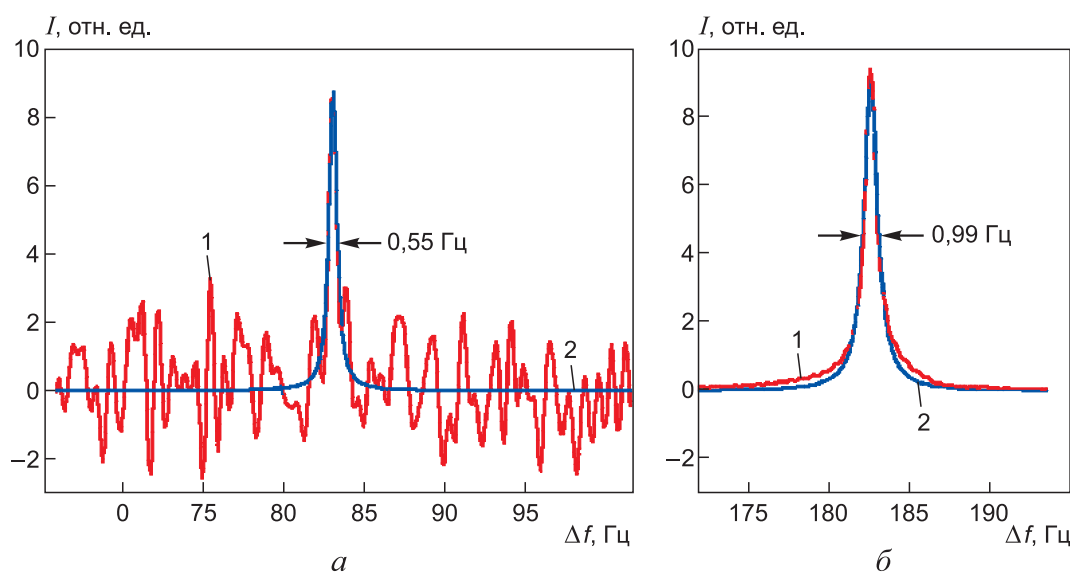


Рис. 2. Типичный парный спектр, полученный от ампулы с раствором $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$ в воде при одновременном накоплении двух сигналов $f(^7\text{Li})=(35355000+\Delta f(^7\text{Li}))$ Гц, $f(\text{H}_2\text{O})=(90972000+\Delta f_p)$ Гц соответственно от ядер ^7Li (а) и протонов воды (б); 1, 2 – те же, что на рис. 1

Fig. 2. A typical pair spectrum obtained from an ampoule with a solution of $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$ in water with the simultaneous accumulation of two signals in the frequency range: $f(^7\text{Li})=(35355000+\Delta f(^7\text{Li}))$ Hz, $f(\text{H}_2\text{O})=(90972000+\Delta f_p)$ Hz, respectively, from ^7Li nuclei (a) and water protons (b); 1, 2 – the same as in fig. 1

в настоящей работе, то применяют более эффективную по чувствительности соленоидальную индуктивность, а число витков увеличивают до 20–30 и тем самым существенно уменьшают потерю чувствительности, связанную с уменьшением поля.

Цель настоящей работы – разработка и использование метода определения магнитных моментов ядер, который позволяет минимизировать случайные и систематические погрешности.

Спектрометр и образцы. В настоящей работе в качестве приборной основы спектрометра был использован электромагнит с полем 2,14 Тл, который ранее применяли для определения магнитных моментов ядер дейтерия, трития и ^3He [2–6]. При малых концентрациях солей лития в воде интенсивность сигнала от протонов на три-четыре порядка превышает интенсивность сигнала от ядер лития. Поэтому ампулы помещали в приёмную индуктивность спектрометра, специально изготовленную с максимальной добротностью и с наибольшим усилением более слабого сигнала. Для регистрации второго более интенсивного сигнала согласно эквивалентной схеме использовали параллельную основную дополнительную малую индуктивность.

Исследуемые растворы готовили взвешиванием соли $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$ и дистиллированной воды. Растворы тщательно перемешивали и заливали в

стандартные для техники ЯМР-спектроскопии пятимиллиметровые ампулы. Для контроля температуры применяли цифровой сенсор DS18B20 (Dallas Semiconductor, USA), откалиброванный во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева. Температурный сенсор помещали в корпус датчика сигналов ЯМР на расстоянии 0,5 мм под ампулой, содержащей исследуемый раствор. Для обеспечения высокой однородности магнитного поля ампула вращалась, при этом создавался локальный воздушный вихрь, который минимизировал разность температур между раствором образца и корпусом температурного сенсора.

Одновременная регистрация двух сигналов ЯМР позволяет исключить влияние внешнего магнитного поля и вычислять магнитные моменты по следующим соотношениям:

$$\mu(^6\text{Li}) = \mu(^7\text{Li}) \frac{f(^6\text{Li})}{f(^7\text{Li})} \frac{I(^6\text{Li})}{I(^7\text{Li})} \frac{1 - \sigma(^7\text{Li}^+)}{1 - \sigma(^6\text{Li}^+)}, \quad (1)$$

$$\mu(^7\text{Li}) = \mu_p(^7\text{Li}) \frac{f(^7\text{Li})}{f(\text{H}_2\text{O})} \frac{I(^7\text{Li})}{I_p} \frac{1 - \sigma(\text{H}_2\text{O})}{1 - \sigma(^7\text{Li}^+)}, \quad (2)$$

где отношение спинов $I(^6\text{Li})/I(^7\text{Li}) = 2/3$; $I(^7\text{Li})/I_p = 3$ является строго квантованной величиной; $f(^6\text{Li})/f(^7\text{Li})$ – отношение частот резонанса изотопов лития; $f(^7\text{Li})/f(\text{H}_2\text{O})$ – отношение частот резонанса при минимальных концентрациях лития в воде; $\sigma(\text{H}_2\text{O})$, $\sigma(^6\text{Li}^+)$, $\sigma(^7\text{Li}^+)$ – электронное экранирование ядер H_2O , $^6\text{Li}^+$, $^7\text{Li}^+$.

В спектрометре были использованы интегральные микросхемы AD9958 для формирования опорных частот $f_{\text{оп}}$, близких к резонансным частотам трех исследуемых ядер:

$$\left. \begin{aligned} f_{\text{оп}}(\text{H}_2\text{O}) &= 90971949,8270 \text{ Гц}; \\ f_{\text{оп}}(^7\text{Li}) &= 35354848,8207 \text{ Гц}; \\ f_{\text{оп}}(^6\text{Li}) &= 13387392,9828 \text{ Гц}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Регистрируемые после усиления и преобразования резонансные частоты ядер $\Delta f(\text{H}_2\text{O})$, $\Delta f(^6\text{Li}^+)$, $\Delta f(^7\text{Li}^+)$ превышали опорные частоты (3) на несколько сотен герц при магнитном поле спектрометра $B \approx 2,136682$ Тл. При накоплении парного числового массива, содержащего частоты $\Delta f(^6\text{Li}^+)$ и $\Delta f(^7\text{Li}^+)$ или $\Delta f(\text{H}_2\text{O})$ и $\Delta f(^7\text{Li}^+)$, выполнялось последовательное суммирование сигналов свободной прецессии от двух ядер. Интенсивность каждого сигнала контролировал оператор по монитору. При достижении приемлемого (более 5:1) отношения сигнал–шум регистрировалось показание цифрового температурного сенсора. Числовой массив запоминался и пересылался для математической обработки. В наименование каждого спектрального массива включали как температуру образца, так и концентрацию соли лития в образце.

Способ обработки числовых массивов. Ширина сигналов ЯМР от ядер лития определяется неоднородностью магнитного поля и квадрупольным механизмом спин-спиновой

Таблица 1

Сопоставление отношений частот ЯМР изотопов лития

$f(^7\text{Li})/f(^6\text{Li})$	Погрешность δ	Ссылка, год
2,6409066000(17)	$6,4 \cdot 10^{-7}$	[11], 1968
2,6409079000(13)	$4,9 \cdot 10^{-7}$	[12], 1974
2,6409080000(25)	$9,5 \cdot 10^{-7}$	[13], 2005
2,6409058100(19)	$7,2 \cdot 10^{-8}$	[14], 2008
2,6409061909(77)	$2,9 \cdot 10^{-9}$	[15], 2018
2,6409061846(13)	$4,9 \cdot 10^{-10}$	Настоящая работа

релаксации из-за квадрупольных моментов этих ядер: $Q(^6\text{Li}) = -0,00082(2) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ и $Q(^7\text{Li}) = -0,0406(8) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ [9]. При малых концентрациях ионы $^6\text{Li}^+$, $^7\text{Li}^+$ имеют в водном растворе симметричное окружение из шести ближайших молекул воды [10]. Это является причиной того, что ширина регистрируемых сигналов лития, как правило, в два-три раза меньше ширины сигнала от протонов воды (рис. 1, 2). Малая ширина сигнала позволяет более точно определять частоту резонанса. В табл. 1 проведено сопоставление отношений частот резонанса изотопов лития, полученных разными авторами. Из табл. 1 следует, что научный интерес к точному определению магнитных моментов ядер ^6Li и ^7Li сохраняется более 50 лет.

Регистрация сигналов свободной прецессии включала оцифровку по 8000 точек для действительной и мнимой составляющих сигнала. Как правило, числовой массив содержал сумму как четной, так и нечетной составляющих и, следовательно, для прецизионного определения положения сигнала на частотной шкале необходима математическая обработка. Для улучшения качества спектра числовые массивы расширяли нулями от 8001 до 32768 точек перед преобразованием Фурье.

Программное обеспечение для обработки числовых массивов основано на приведенных ниже аналитических выражениях. Расчёты показывают, что с достаточной степенью точности в качестве аналитического выражения для описания сигналов можно использовать форму Лоренца:

$$F\text{Re}(f_i) = \frac{\sum A_{\text{оп } k}}{1 + [(f_{\text{оп } k} - f_i)/\Delta f_k]^2}; \quad (4)$$

$$F\text{Im}(f_i) = \frac{\sum A_{\text{оп } k} [(f_{\text{оп } k} - f_i)/\Delta f_k]}{1 + [(f_{\text{оп } k} - f_i)/\Delta f_k]^2}, \quad (5)$$

где $A_{\text{оп } k}$ – амплитуда сигнала; $f_{\text{оп } k}$ – положение сигнала на частотной шкале; $2\Delta f_k$ – ширина сигнала на половине высоты для протонов или ядер ^6Li , ^7Li соответственно.

В итерационной процедуре минимизации квадратичных отклонений при поиске оптимальных параметров для $A_{\text{оп } k}$, $f_{\text{оп } k}$, Δf_k использовали функционал

$$\frac{1}{N} \sum [ARe(f_i) - FRe(f_i)]^2 + \frac{1}{N} \sum [Alm(f_i) - FIm(f_i)]^2 \rightarrow \min, \quad (6)$$

где $ARe(f_i)$, $Alm(f_i)$ – часть полученного после преобразования Фурье числового вектора, которая включала сигналы от протонов воды или ядер лития.

Итерационная процедура содержала также четвертую вариационную постоянную c_k , позволяющую реализовывать оптимальное разделение сигналов на чётную и нечётную составляющие:

$$[ARe(f_i)]_{\text{new}} = [ARe(f_i)]_{\text{old}} \cos(2\pi c_k) + [Alm(f_i)]_{\text{old}} \sin(2\pi c_k); \quad (7)$$

$$[Alm(f_i)]_{\text{new}} = [Alm(f_i)]_{\text{old}} \cos(2\pi c_k) - [ARe(f_i)]_{\text{old}} \sin(2\pi c_k). \quad (8)$$

Суммирование (4)–(8) выполнялось на интервале частот 320 Гц, что соответствовало $N=1900$ точкам спектрального числового массива. В выражениях (4)–(8) $i=1, 2, \dots, 1900$. Программа обработки числового массива обеспечивала вариационный подбор четырёх параметров с циклическим обращением к функционалу (6). При этом параметр c_k изменялся и приближался к нулю с разделением на чётную и нечётную составляющие, что обеспечивало определение $f_{\text{оп } k}$.

Ионы изотопов лития ${}^6\text{Li}^+$, ${}^7\text{Li}^+$ имеют одинаковую электронную оболочку и аналогичное окружение ближайшими молекулами воды. Но более тяжёлые ядра экранированы больше, чем их более легкие изотопы из-за разности амплитуд колебаний. Например, в молекуле HD дейтрон экранирован больше протона: $\sigma(\text{DH}) - \sigma(\text{HD}) = 15 \cdot 10^{-9}$ и эта разность уменьшается с

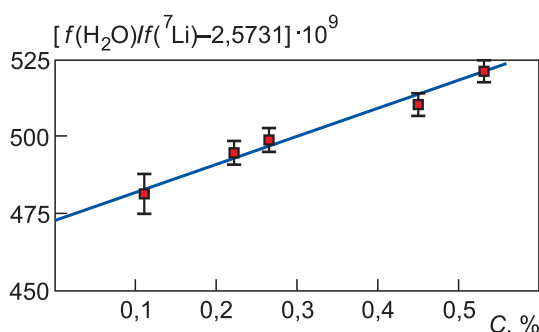


Рис. 3. График определения отношения резонансных частот $f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li}^+)$ для бесконечно малого содержания соли $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ в воде; C – содержание соли в единицах $\text{X g}/100 \text{ g H}_2\text{O}$

Fig. 3. Schedule for determining the ratio of resonant frequencies $f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li}^+)$ for an infinitely low salt content in water. Horizontal: the salt content of $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ in water in units of $\text{X g}/100 \text{ g H}_2\text{O}$

уменьшением разности изотопных масс в соответствии с коэффициентом

$$\beta \approx m_e(M_2 - M_1)/(2M_2M_1),$$

где m_e , M_1 , M_2 – массы соответственно электрона и ядер изотопов [16].

Если использовать аналогичную зависимость для ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, то будем иметь: $\sigma({}^7\text{Li}) - \sigma({}^6\text{Li}) \approx 0,7 \cdot 10^{-9}$. Действительно, в настоящей работе в режиме одновременной регистрации резонансных частот ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ не выявлено зависимости отношения $f({}^7\text{Li})/f({}^6\text{Li})$ ни от температуры, ни от концентрации раствора. Следовательно, точность экспериментального определения отношения магнитных моментов ядер изотопов (и, в частности, изотопов ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$) в водных растворах может быть на несколько порядков больше точности определения самих магнитных моментов.

Протоны воды в подавляющем большинстве участвуют в водородных связях. Число водородных связей уменьшается с повышением температуры, что является причиной соответствующего уменьшения частоты резонанса протонов. Экранирование протонов воды увеличивается, если они не участвуют в водородной связи. Коэффициент температурной зависимости для экранирования протонов воды был определён в ряде работ [например, 17]: $\Delta\sigma(\text{H}_2\text{O})/\Delta t = 10,07(31) \cdot 10^{-9}/(1^\circ \text{C})$. Соответственно, для температурной коррекции частоты протонов необходимо было использовать следующее выражение:

$$f(\text{H}_2\text{O}) = (f_{\text{оп } p} + \Delta f_p) [1 + (t - 25) \Delta\sigma(\text{H}_2\text{O})/\Delta t]. \quad (9)$$

Для частот ядер лития температурная коррекция не требовалась, так как положительно заряженные ионы лития окружены атомами кислорода молекул воды и электронное облако атомов кислорода у ионов лития поляризовано отрицательно. Таким образом, для температурных коэффициентов справедливо $\Delta\sigma(\text{H}_2\text{O})/\Delta t \gg \Delta\sigma({}^7\text{Li}^+)/\Delta t$.

Примесь соли в воде меняет её структуру и частоту резонанса протонов. Следовательно, необходимо найти отношение $f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li}^+)$ при экстраполяции раствора к нулевой концентрации. На рис. 3 представлена линейная зависимость $f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li}^+)$ в исследованном интервале низких концентраций $C = 0,112 \dots 0,533 \text{ г на } 100 \text{ г воды}$, по которой можно определить результат экстраполяции к нулевой концентрации:

$$[f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li}^+)]_{\text{оп}} = 2,55700473(9) \text{ при } 25^\circ \text{C}. \quad (10)$$

Эту величину следует относить к единичным ионам ${}^7\text{Li}^+$ в воде. Выражения (2), (10) можно применить для определения $\mu({}^7\text{Li})$, используя фундаментальные физические константы для чистой воды [1, 7, 8]. Экранирование протонов с минимальной погрешностью было определено в работе [8]: $\sigma(\text{H}_2\text{O}) = 25680(2,5) \cdot 10^{-9}$ для 25°C , где в качестве сигнала сравнения использовался результат теоретического вычисления для протонов молекулы водорода: $\sigma(\text{H}_2) = 26288(2) \cdot 10^{-9}$ [18].

Таблица 2

Бюджет неопределённостей вкладов при определении $\mu(^7\text{Li})$

Относительная погрешность		Ссылка, год
Источник неопределённости	Значение	
$\mu_p = 2,792847348(7)\mu_N$	$\delta_1 = 2,5 \cdot 10^{-9}$	[7], 2014
$\sigma(\text{H}_2\text{O}) = 25680(25) \cdot 10^{-9}$	$\delta_2 = 2,5 \cdot 10^{-9}$	[8], 2014
$[f(\text{H}_2\text{O})/f(^7\text{Li}^+)]_{\text{оп}} = 2,57310047(9)$	$\delta_3 = 3,5 \cdot 10^{-9}$	Настоящая работа
Разброс температур $\pm 0,2^\circ\text{C}$	$\delta_4 = 2,0 \cdot 10^{-9}$	Настоящая работа
$\sigma(^7\text{Li}^+) = 90,89(300) \cdot 10^{-6}$	$\delta_5 = 3,0 \cdot 10^{-6}$	[10], 2012
$\sum(\delta_{1-4}) = 5,4 \cdot 10^{-9}; \quad \sum(\delta_{1-5}) = 3,0 \cdot 10^{-6}$		

Результаты и обсуждение. По новым экспериментальным результатам $f(^7\text{Li})/f(^6\text{Li}) = 2,6409061846(13)$, $f(\text{H}_2\text{O})/f(^7\text{Li}) = 2,573100473(9)$ при $25,0^\circ\text{C}$ и формулам (1), (2) можно вычислить магнитные моменты ядер ^6Li , ^7Li в единицах ядерного магнетона:

$$\mu(^6\text{Li}) = 0,821970674(10)/[1 - \sigma(^6\text{Li})]\mu_N = 0,8220454(25)\mu_N; \quad (11)$$

$$\mu(^7\text{Li}) = 3,256121155(18)/[1 - \sigma(^7\text{Li})]\mu_N = 3,2564171(98)\mu_N. \quad (12)$$

Наибольшая погрешность определяется неопределённостью расчёта экранирования ионов лития в воде [10]: $\sigma(^6\text{Li}) = \sigma(^7\text{Li}) = 90,89(300) \cdot 10^{-6}$. Учёт этой погрешности увеличивает общую неопределённость примерно в 550 раз (табл. 2). Теоретические вычисления по уточнению экранирования $\sigma(^7\text{Li})$ продолжаются в ряде научных центров, поэтому в (11), (12) представлены результаты как без учёта экранирования ионов, так и с учётом вычислений [10]. Данные (11), (12) близки к данным других авторов (например, [15]), но представленные в настоящей работе исходные данные отношения частот резонанса имеют меньшую погрешность из-за температурного контроля и одновременной регистрации сигналов.

Попытки теоретических вычислений магнитных моментов ядер продолжаются уже несколько десятилетий. Данные о $\mu(^6\text{Li})$ и $\mu(^7\text{Li})$, как и данные о квадрупольных моментах этих ядер, однозначно свидетельствуют, что структура этих ядер в первом приближении состоит из двух кластеров. При этом центральным кластером является ядро ^4He (бесспиновая α -частица как наиболее стабильное ядро из четырех нуклонов), а вторым кластером – ядро либо дейтерия (^2H), либо трития (^3H). Более лёгкие кластеры имеют магнитные моменты $\mu(^2\text{H}) = 0,857438231(48)\mu_N$, $\mu(^3\text{H}) = 2,978962460(14)\mu_N$ [1], которые необходимо сравнить с данными (11), (12). Из этого сравнения следует, что взаимодействие двух кластеров внутри ядер имеет ограничение, которое позволяет лёгким кластерам определять основной вклад в магнитный момент ядер лития. Интенсивность взаимного движения этих двух кластеров вносит в магнитный момент ядер лития орбитальный вклад и этот вклад в данные (11), (12) оказывается вторым по величине.

Орбитальное движение двух кластеров в ядре ^7Li формирует так же квадрупольный отрицательный момент ядра ^7Li : $Q(^7\text{Li}) = -0,0406(8) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$. Взаимодействие кластеров в ядре ^6Li увеличивает положительный квадрупольный момент дейтерия, а в сумме положительный квадрупольный момент лёгкого кластера минимизирует отрицательный орбитальный вклад. В результате квадрупольный момент ядра ^6Li оказывается примерно в 50 раз меньше, чем момент ядра ^7Li .

В докторской диссертации [19] представлены результаты теоретических расчётов: $\mu(^6\text{Li}) = 0,832\mu_N$; $\mu(^7\text{Li}) = 3,036\mu_N$, отклонения которых от экспериментальных данных (11), (12) для ядер ^6Li , ^7Li составляет соответственно +1,6 и –7,3 %.

Для уменьшения таких расхождений потребуются дальнейшее уточнение теоретических представлений о структуре ядерной материи.

Благодарности. Автор выражает благодарность Сергину Н. Н. за большую помощь в разработке и настройке радиоэлектронных модулей, использованных в настоящей работе, и Карпешину Ф. Ф. за подробное обсуждение проблем теории строения атомных ядер.

Список литературы

1. Mohr P. J., Newell D. B., Taylor B. N., *Rev. Mod. Phys.*, 2016, vol. 88, pp. 1–69. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.035009>
2. Александров В. А., Неронов Ю. И. Исследование ЯМР спектров изотопических аналогов водорода и оценка магнитного момента ядра трития // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 2011. Т. 93. № 6. С. 337–340.
3. Karshenboim S. G., Ivanov V. G., Neronov Yu. I., et. al., *Canadian Journal of Physics*, 2005, vol. 83, no. 4, pp. 405–412. <https://doi.org/10.1139/P05-007>
4. Ансельм А. А., Неронов Ю. И. Ограничение на существование спин-спинового взаимодействия неэлектромагнитного происхождения в опыте по измерению гиромангнитных отношений протона и дейтрона // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1985. Т. 88. № 6. С. 1946–1949.
5. Неронов Ю. И., Александров В. С. Определение магнитного момента ядра трития с погрешностью в девятом знаке // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2011. Т. 94. № 6. С. 452–455.
6. Неронов Ю. И., Серёгин Н. Н. Прецизионная оценка магнитного момента ядра гелия-3 // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 142. № 5. С. 883–888.
7. Mooser A., Ulmer S., Blaum K., Franke K., Kracke H., Leitz C., Quint W., Rodegheri C. C., Smorra C., Walz J., *Nature*, 2014, vol. 509, p. 596. <https://doi.org/10.1126/science.aan0207>

8. Neronov Yu. I., Seregin N. N., *Metrologia*, 2014, vol. 51, no. 1, pp. 54–60. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/54>
9. Stone N. J., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2005, vol. 90, pp. 75–176. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/54>
10. Antušek A., Kedziera D., Kaczmarek-Kedziera A., Jaszunski M., *Chem. Phys. Lett.*, 2012, vol. 532, pp. 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2012.02.036>
11. Lutz O., *Naturforsch.*, 1968, vol. 23 a, pp. 1202–1209.
12. Beckmann A., et al., *Z. Physik*, 1974, vol. 270, pp. 173–189.
13. Borremans D., et al., *Phys. Rev.*, 2005, vol. C72, p. 044309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.044309>
14. Harris R., et al., *Pure Appl. Chem.*, 2008, vol. 80, pp. 59–84. <https://doi.org/10.1351/pac200880010059>
15. Makulski W., *Magnetochemistry*, 2018, vol. 4, p. 9. <https://doi.org/10.3390/magnetochemistry4010009>
16. Неронов Ю. И., Барзах А. Е. Определение методом ЯМР отношения магнитных моментов тритон-протон с погрешностью 10^{-6} % // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1977. Т. 72. № 5. С. 1659–1669.
17. Неронов Ю. И. Определение температурной зависимости экранирования протонов воды и способ оценки температуры живых тканей // Измерительная техника. 2017. № 1. С. 67–70.
18. Sundholm D., Gauss J., Schafer A., *J. Chem. Phys.*, 1996, vol. 105, pp. 11051–9. <https://doi.org/10.1063/1.472905>
19. Cockrell R. C., Doctoral dissertation Physics (Iowa State University, Ames, IA, USA, 30 January 2012).
4. Anselm A. A., Neronov Yu. I., *Soviet Physics – JETP*, 1985, vol. 61, no. 6, pp. 1946–1949.
5. Neronov Yu. I., Aleksandrov V. S., *JETP Letters*, 2011, vol. 94, no. 6, pp. 418–421.
6. Neronov Yu. I., Seregin N. N., *JETP*, 2012, vol. 115, no. 5, pp. 777–781.
7. Mooser A., Ulmer S., Blaum K., Franke K., Kracke H., Leiteritz C., Quint W., Rodegheri C. C., Smorra C., Walz J., *Nature*, 2014, vol. 509, p. 596. <https://doi.org/10.1126/science.aan0207>
8. Neronov Yu. I., Seregin N. N., *Metrologia*, 2014, vol. 51, no. 1, pp. 54–60. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/54>
9. Stone N. J., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2005, vol. 90, pp. 75–176. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/54>
10. Antušek A., Kedziera D., Kaczmarek-Kedziera A., Jaszunski M., *Chem. Phys. Lett.*, 2012, vol. 532, pp. 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2012.02.036>
11. Lutz O., *Naturforsch.*, 1968, vol. 23 a, pp. 1202–1209.
12. Beckmann A., et al., *Z. Physik*, 1974, vol. 270, pp. 173–189.
13. Borremans D., et al., *Phys. Rev.*, 2005, vol. C72, p. 044309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.044309>
14. Harris R., et al., *Pure Appl. Chem.*, 2008, vol. 80, pp. 59–84. <https://doi.org/10.1351/pac200880010059>
15. Makulski W., *Magnetochemistry*, 2018, vol. 4, p. 9. <https://doi.org/10.3390/magnetochemistry4010009>
16. Neronov Yu. I., Barzakh A. E., *JETP*, 1977, vol. 72, pp. 1659–1669.
17. Neronov Yu. I., *Measurement Techniques*, 2017, vol. 60, no. 1, pp. 96–102. <https://doi.org/10.1007/s11018-017-1156-9>
18. Sundholm D., Gauss J., Schafer A., *J. Chem. Phys.*, 1996, vol. 105, pp. 11051–9. <https://doi.org/10.1063/1.472905>
19. Cockrell R. C., Doctoral dissertation Physics (Iowa State University, Ames, IA, USA, 30 January 2012).

References

1. Mohr P. J., Newell D. B., Taylor B. N., *Rev. Mod. Phys.*, 2016, vol. 88, pp. 1–69. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.035009>
2. Aleksandrov V. S., Neronov Y. I., *JETP Letters*, 2011, vol. 93, no. 6, pp. 305–307.
3. Karshenboim S. G., Ivanov V. G., Neronov Yu. I., et al., *Canadian Journal of Physics*, 2005, vol. 83, no. 4, pp. 405–412. <https://doi.org/10.1139/P05-007>
4. Anselm A. A., Neronov Yu. I., *Soviet Physics – JETP*, 1985, vol. 61, no. 6, pp. 1946–1949.
5. Neronov Yu. I., Aleksandrov V. S., *JETP Letters*, 2011, vol. 94, no. 6, pp. 418–421.
6. Neronov Yu. I., Seregin N. N., *JETP*, 2012, vol. 115, no. 5, pp. 777–781.
7. Mooser A., Ulmer S., Blaum K., Franke K., Kracke H., Leiteritz C., Quint W., Rodegheri C. C., Smorra C., Walz J., *Nature*, 2014, vol. 509, p. 596. <https://doi.org/10.1126/science.aan0207>
8. Neronov Yu. I., Seregin N. N., *Metrologia*, 2014, vol. 51, no. 1, pp. 54–60. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/54>
9. Stone N. J., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2005, vol. 90, pp. 75–176. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1/54>
10. Antušek A., Kedziera D., Kaczmarek-Kedziera A., Jaszunski M., *Chem. Phys. Lett.*, 2012, vol. 532, pp. 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2012.02.036>
11. Lutz O., *Naturforsch.*, 1968, vol. 23 a, pp. 1202–1209.
12. Beckmann A., et al., *Z. Physik*, 1974, vol. 270, pp. 173–189.
13. Borremans D., et al., *Phys. Rev.*, 2005, vol. C72, p. 044309. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.044309>
14. Harris R., et al., *Pure Appl. Chem.*, 2008, vol. 80, pp. 59–84. <https://doi.org/10.1351/pac200880010059>
15. Makulski W., *Magnetochemistry*, 2018, vol. 4, p. 9. <https://doi.org/10.3390/magnetochemistry4010009>
16. Neronov Yu. I., Barzakh A. E., *JETP*, 1977, vol. 72, pp. 1659–1669.
17. Neronov Yu. I., *Measurement Techniques*, 2017, vol. 60, no. 1, pp. 96–102. <https://doi.org/10.1007/s11018-017-1156-9>
18. Sundholm D., Gauss J., Schafer A., *J. Chem. Phys.*, 1996, vol. 105, pp. 11051–9. <https://doi.org/10.1063/1.472905>
19. Cockrell R. C., Doctoral dissertation Physics (Iowa State University, Ames, IA, USA, 30 January 2012).

Дата поступления: 21.05.2020.

Дата принятия: 21.06.2020.

Determination of the magnetic moments of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei using an NMR spectrometer that records signals from two nuclei simultaneously

Yuriy I. Neronov^{1,2}

¹Mendeleev Institute for Metrology, Saint Petersburg, Russian Federation, e-mail: yineronov@mail.ru

²ITMO University, Saint Petersburg, Russian Federation

The ratio of NMR frequencies of lithium isotopes was determined: $f({}^7\text{Li})/f({}^6\text{Li}) = 2,6409061846(13)$ with an error of $4,9 \cdot 10^{-10}$. We used a spectrometer mode with simultaneous recording of signals from two cores, which allows us to reduce random and systematic errors by an order of magnitude. The ratio of the resonant frequencies of water protons and ${}^7\text{Li}$ ions was determined: $f(\text{H}_2\text{O})/f({}^7\text{Li}) = 2,557100473(9)$ with an error of $3,5 \cdot 10^{-9}$ for solutions with an extremely low concentration of $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ salt in water and at a temperature of 25 °C. Based on the data obtained, the magnetic moments of lithium nuclei were calculated: $\mu({}^6\text{Li}) = 0,8220454(25)\mu_N$; $\mu({}^7\text{Li}) = 3,2564171(98)\mu_N$. The known data on the magnetic moment of the proton and data on the electronic shielding of these nuclei were used. The comparison of experimental data on $\mu({}^6\text{Li})$ and $\mu({}^7\text{Li})$ with data from theoretical calculations is discussed.

Key words: nuclear moments, lithium isotopes, simultaneous registration of NMR signals, quantum radiophysics.

Нелинейное оценивание параметров методом сеток с учётом корреляции частных оценок

А. В. Шолохов¹, С. Б. Беркович^{1, 2}, Н. И. Котов^{1, 2}, М. Г. Белоножко¹

¹Филиал Военной академии РВСН имени Петра Великого, г. Серпухов, Московская обл., Российская Федерация, e-mail: sholav@mail.ru

²Институт инженерной физики, г. Серпухов, Московская обл., Российская Федерация, e-mail: naviserp5@iifmail.ru

Предложено решение задачи оценивания, в которой искомые параметры и измерения связаны функциями, содержащими неизвестные вспомогательные параметры. Оценка вектора искомых параметров формируется согласно методу сеток как взвешенная сумма частных оценок, получаемых при заданных значениях вспомогательных параметров. В известных подходах этим значениям ставят в соответствие априорные вероятности. Рассматриваемое решение позволяет отказаться от априорных вероятностей вследствие дополнительного учёта ковариации весовых коэффициентов и (или) указанных частных оценок. Предложенный подход эффективен при решении различных нелинейных задач оценивания, в которых определение весовых коэффициентов затруднено вследствие сравнительно низкой точности и (или) малого числа доступных измерительных данных.

Ключевые слова: нелинейное оценивание параметров, метод сеток, ковариация весов узлов, интерполирование, коллокация, оценка параметров геофизического поля.

Введение. Оценки параметров, нелинейно связанных с измерениями, могут быть получены многими методами [1–8]. Такие оценки часто выполняют вспомогательную роль, обеспечивая последующее нахождение важных для практического использования оценок параметров, которые назовём искомыми. Искомые оценки при этом находятся в результате косвенных измерений на основе закономерностей, в которых фигурируют вспомогательные оценки параметров. Примером может служить нахождение методом коллокации параметров аномального гравитационного поля Земли в произвольно заданной точке. Для этого требуется знание вспомогательных параметров, характеризующих пространственную изменчивость поля.

Традиционно искомые оценки параметров определяют путём взвешенного суммирования частных оценок. Весовые коэффициенты сумм находятся посредством альтернативных моделей, формируемых с использованием вероятных значений вспомогательных параметров. Обоснование априорных значений вспомогательных параметров и их вероятностей встречает трудности при решении некоторых прикладных задач, в которых число доступных измерений невелико и (или) они характеризуются относительно низкой точностью [6, 7, 9]. Обычно все возможные значения вспомогательного параметра (или сочетания таких параметров, если их несколько) считаются априорно равновероятными. Как следствие, даже большое откло-

нение возможного значения вспомогательного параметра от истинного не приводит к уменьшению соответствующей апостериорной вероятности вопреки физическому смыслу задачи. В результате затруднено обоснование выбора границ области допустимых значений вспомогательных параметров, что является источником методических погрешностей в искомых оценках.

В связи с этим предлагается подход, не требующий априорных вероятностей вспомогательных параметров. В нём границы областей допустимых значений параметров по-прежнему предполагаются в составе исходных данных задачи оценивания, однако требования к границам могут быть существенно снижены. Это возможно в результате учёта коррелированности частных оценок и их весовых коэффициентов, которые в рассматриваемом подходе считаются случайными величинами, зависящими от измерений. В случае сильной коррелированности частных оценок часть их может не приниматься в расчёт практически без потерь в точности конечных оценок искомых параметров.

Приведённые ниже постановка и решение задачи оценивания максимально упрощены. В решении задачи выделено два этапа, и рассмотрены условия их реализации. Расчётный пример решения прикладной задачи оценивания погрешностей параметра геофизического поля (ГФП) в приведённой постановке иллюстрирует преимущества рассматриваемого подхода.

Постановка задачи. Задача состоит в нахождении оценки вектора $\mathbf{x} = [x_1 \dots x_m]^T$ по доступным измерениям вектора $\mathbf{y}$:

$$\mathbf{y} = H\mathbf{x} + \mathbf{v}, \quad (1)$$

где H – известная матрица наблюдения; $\mathbf{v}$ – вектор погрешностей измерений, соответствующий $\mathbf{y}$.

Векторы $\mathbf{x}$, $\mathbf{v}$ будем полагать взаимно независимыми гауссовыми и центрированными. Априорная матрица ковариации P_x искомого вектора $\mathbf{x}$ зависит от неизвестного вспомогательного параметра θ , что делает невозможным получение оценки вектора $\mathbf{x}$ линейными методами. Вектор погрешностей измерений характеризуется известной матрицей ковариации R_v . В более общем случае θ может рассматриваться как аргумент ковариационной матрицы вектора, составленного из элементов векторов $\mathbf{x}$, $\mathbf{v}$.

В рассматриваемой задаче нет необходимости находить вспомогательный параметр θ , однако от него зависит искомая оценка вектора $\mathbf{x}$. Поэтому выражение (1) можно заменить формулой

$$\mathbf{y} = H'(\mathbf{x}, \theta) + \mathbf{v}, \quad (2)$$

в которой нелинейная функция H' и определяет характер задачи оценивания.

Примером практической задачи в приведённой постановке может служить получение искомой оценки параметра ГФП в заданной произвольной точке с использованием статистической информации о его пространственной изменчивости, когда вспомогательные параметры модели изменчивости (дисперсия, радиус корреляции) неизвестны [3, 6, 9–11].

Общее решение задачи оценивания и условия его получения. Строго оптимальное общее решение поставленной задачи пока не найдено. Поэтому рассмотрим решение, позволяющее найти субоптимальную оценку вектора $\mathbf{x}$. Без потери общности и в целях упрощения изложения ограничимся зависимостью $P_x(\theta)$ скалярного θ . Предположим, что вспомогательный параметр θ внутри интервала $[\theta_1, \theta_n]$ может принимать дискретные значения θ_i в $i = 1 \dots n$ узлах сетки, не обязательно регулярной. Каждому значению θ_i соответствует матрица ковариации $P_x(\theta_i)$ в уравнении (1). Для n значений θ_i сформируем расширенную систему уравнений, связывающих доступные для измерений параметры с искомыми, в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{y} &= H(\mathbf{x}) + \mathbf{v}, \text{ для } P_x(\theta_1) \\ &\vdots \\ \mathbf{y} &= H(\mathbf{x}) + \mathbf{v}, \text{ для } P_x(\theta_n) \end{aligned} \right\} \text{ или } \mathbf{Y} = h\mathbf{X} + \mathbf{V}, \quad (3)$$

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} \mathbf{y} \\ \vdots \\ \mathbf{y} \end{bmatrix} \left\{ n \text{ раз} \right\}, \quad \mathbf{X} = \begin{bmatrix} \mathbf{x} \\ \vdots \\ \mathbf{x} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V} = \begin{bmatrix} \mathbf{v} \\ \vdots \\ \mathbf{v} \end{bmatrix},$$

где $\mathbf{Y}$, $\mathbf{X}$, $\mathbf{V}$ – составные векторы, включающие каждый n исходных векторов $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{v}$ соответственно, блочная матрица h содержит n блоков исходной матрицы наблюдения H в (1); блочная матрица ковариации R_v вектора $\mathbf{V}$ содержит n^2 блоков R_v . Априорная ковариационная матрица $P_x(\theta_1, \dots, \theta_n)$ вектора $\mathbf{X}$ формируется на основе $P_x(\theta)$. Например, для этой цели можно использовать взаимную ковариационную функцию $k_x(\theta_i, \theta_j)$ случайных величин вектора $\mathbf{x}$ ($i = 1 \dots n$).

Оптимальную в среднеквадратичном смысле оценку расширенного вектора $\mathbf{X}$ и её матрицу ковариации $P_{\hat{\mathbf{X}}}$ находим по формулам [5, 12]:

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{X}} &= K\mathbf{Y}, \\ P_{\hat{\mathbf{X}}} &= P_x - K h P_x, \\ K &= P_x h^T (h P_x h^T + R_v)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Согласно (3) $\hat{\mathbf{X}}$ содержит n частных оценок искомого вектора $\mathbf{x}$, которые обозначим $\hat{\mathbf{x}}_i$. Оценки $\hat{\mathbf{x}}_i$ зависят от θ_i и поэтому различаются между собой в общем случае. Также эти оценки являются коррелированными, в частности, потому что находятся по общим для всех них измерениям $\mathbf{y}$. Однако из постановки задачи следует, что все частные оценки должны совпадать, т. е. $\hat{\mathbf{x}}_i = \hat{\mathbf{x}}_j$. Последнее позволяет ввести следующее ограничение в отношении n частных оценок: $M\hat{\mathbf{X}} = 0$, где матрица M формируется из блоков единичных матриц $I_{n \times n}$ так, чтобы выполнялись равенства $\hat{\mathbf{x}}_i - \hat{\mathbf{x}}_j = 0$ для всех сочетаний $i \neq j$. С учётом этого новая оценка составного вектора $\mathbf{X}$, в которой все частные оценки $\hat{\mathbf{x}}_i$ равны между собой, и её матрица ковариации могут быть аналогично (4) найдены по формулам

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{X}} &= [\tilde{x}_1 \dots \tilde{x}_n]^T = \hat{\mathbf{X}} - \tilde{K} M \hat{\mathbf{X}}, \\ P_{\tilde{\mathbf{X}}} &= P_{\hat{\mathbf{X}}} - \tilde{K} M P_{\hat{\mathbf{X}}}, \\ \tilde{K} &= P_{\hat{\mathbf{X}}} M^T (M P_{\hat{\mathbf{X}}} M^T)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Окончательно искомая оценка вектора $\mathbf{x}$ выбирается из вектора $\tilde{\mathbf{X}}$, как произвольная i -я частная оценка, например $\tilde{x}_1$ (аналогично получается и матрица ковариации этой оценки из $P_{\tilde{\mathbf{X}}}$).

Таким образом, в предложенном субоптимальном решении задачи можно выделить два этапа. На первом находятся частные оценки (4) составного искомого вектора, соответствующие введённым в рассмотрение дискретным значениям θ_i вспомогательного параметра. На втором этапе по частным оценкам и их ковариациям находится окончательная искомая оценка (5), единая для всех дискретных значений вспомогательного параметра. Вспомогательный параметр θ (неизвестный по условию задачи) не подлежит оценке несмотря на то, что его дискретные значения θ_i фигурируют в ходе решения. Это отличает рассматриваемое решение от известных, хотя может и не давать

преимуществ при решении конкретных нелинейных задач оценивания параметров.

Необходимым условием для получения численного решения является существование обратных матриц в формулах (4), (5). Матрица R_V не обеспечивает существования обратной матрицы в (4), что вытекает из вышеизложенного порядка её формирования. Число обусловленности ковариационных матриц $P_{\hat{x}}$, $P_{\hat{y}}$ возрастает, если в них оказываются блоки (частные матрицы ковариации), все соответствующие элементы которых почти равны. Это возможно когда две или более альтернативные модели в (1) одинаково хорошо соответствуют измерительным данным несмотря на то, что определяющие их вспомогательные параметры θ_i имеют разные значения. Здесь примерами могут служить альтернативные модели измерений с очень близкими значениями θ_i , θ_j узлов сетки, либо модели, в которых вспомогательный параметр θ является аргументом какой-либо функции, имеющей зону насыщения. Авторы полагают, что обусловленность матриц $P_{\hat{x}}$, $P_{\hat{y}}$ на практике в значительной степени определяется физическим смыслом случайных векторов $\mathbf{x}$, $\mathbf{v}$ в исходной формуле (1), которую часто используют при моделировании измерений. Непосредственное нахождение чисел обусловленности указанных матриц позволяет на практике обосновывать выбор дискретных значений θ_i вспомогательного параметра в целях получения искомой оценки вектора $\mathbf{x}$. Это позволяет не принимать в расчёт отдельные значения θ_i без существенного снижения точности оценок искомых параметров.

Нахождение оценок непосредственно по формулам (4), (5) сопряжено с большим объёмом вычислений, что вызвано кратным увеличением размерностей векторов и матриц по сравнению с исходным уравнением наблюдения (1). Однако при создании алгоритмов, реализующих предлагаемый подход, существует возможность не учитывать многие элементы векторов, что позволяет существенно уменьшить вычислительные затраты.

Пример реализации предлагаемого подхода в задаче нахождения оценки погрешности вычисляемого значения параметра ГФП. Рассмотрим пример применения изложенного подхода для решения прикладной задачи, в которой требуется найти оценку погрешности x_0^M параметра ГФП $y_0^M = f^M(t_0) + x_0^M$, вычисляемого в произвольно заданной точке t_0 посредством известной функции карты $f^M(t)$. Положение определяемой точки задаётся только по одной координате оси t для простоты.

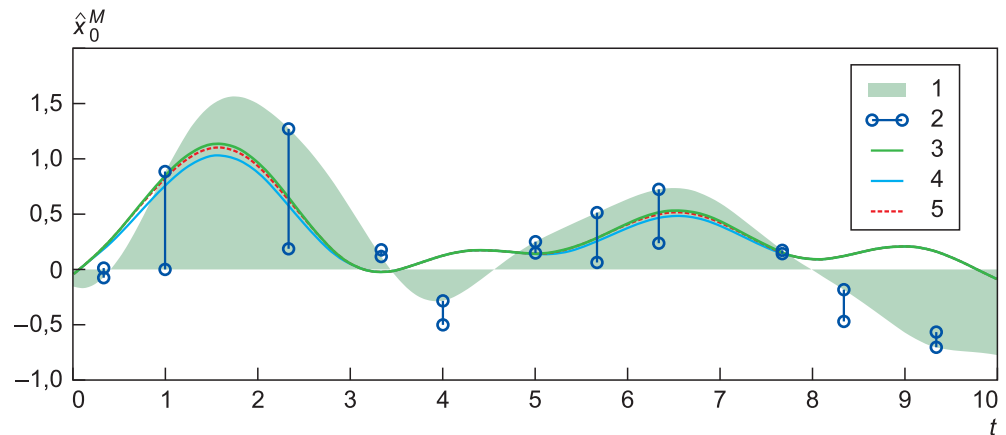


Рис. 1. Погрешность определяемого по карте параметра ГФП и его оценки: 1 – зависимость погрешности искомого параметра ГФП от координаты; 2 – разностные измерения параметра ГФП; 3 – зависимость искомой оценки $\hat{x}_0^M$ от координаты; 4 – зависимость оценки, полученной методом сеток, от координаты; 5 – зависимость оценки параметра ГФП при известном значении вспомогательного параметра

Fig. 1. Error of the map GFP parameter and its estimates:

1 – the error of the desired GFP is a function of the coordinate; 2 – difference measurements of GFP; 3 – function of the desired estimate on the coordinate; 4 – function of the point-mass estimate on the coordinate; 5 – GFP parameter estimate for a known value of the auxiliary parameter

Погрешности параметра ГФП, вычисляемого согласно $f^M(t)$, характеризуются ковариационной функцией, например [3, 6, 9, 11, 13–15]:

$$k(\Delta t) = \sigma_M^2 \exp(-\Delta t^2 / \theta), \quad (6)$$

где Δt – расстояние между двумя произвольными точками на оси t ; σ_M – известная среднеквадратичная погрешность (СКП); θ – параметр, характеризующий пространственную изменчивость погрешности.

Значение θ неизвестно, но этот вспомогательный параметр ограничен: $0 < \theta \leq \theta_{\max}$.

На небольшом удалении (менее $\theta_{\max}$) от определяемой точки t_0 в N точках $t_1 \dots t_N$, которые назовём базовыми, измерены значения $y_1^I \dots y_N^I$ параметра ГФП. В измеренные значения входят чисто случайные погрешности $v_1^I \dots v_N^I$, характеризующие СКП σ_f^2 .

Искомой является оценка $\hat{x}_0^M$ погрешности вычисляемого по карте ГФП и её СКП. Решение подобных задач на практике получают многими известными методами интерполирования. Считается, что наиболее точные оценки даёт метод коллокации [6, 16] при условии, что ковариационная функция (6) полностью определена. В рассматриваемом примере вспомогательный параметр θ в (6) неизвестен, что делает здесь актуальными методы нелинейного оценивания [1–9, 15, 17].

Согласно рассматриваемому подходу для решения задачи необходимо располагать моделью измерений (1). Она легко формируется по N разностным измерениям в произвольной k -й базовой точке

$$y_k^I - f^M(t_k) = x_k^M + v_k^I. \quad (7)$$

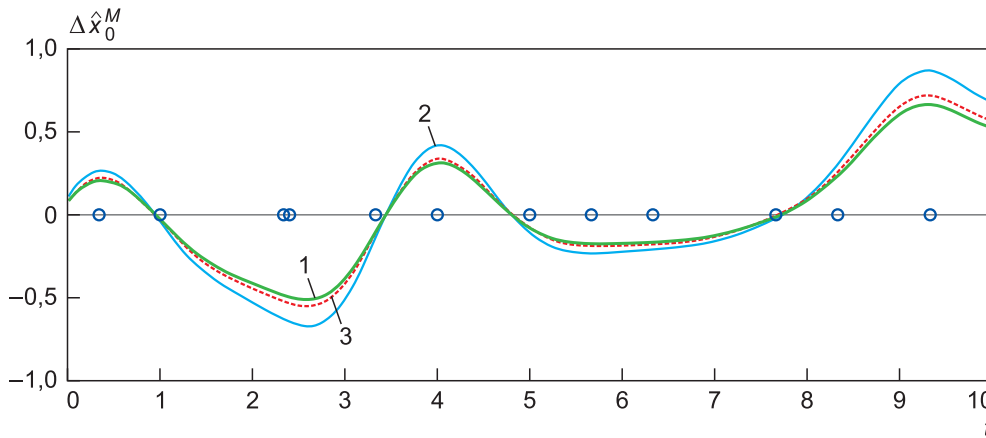


Рис. 2. Погрешности оценивания параметра ГФП предложенным методом (1), методом сеток (2) и при известном значении вспомогательного параметра (3)

Fig. 2. Errors in estimating the GFP parameter inherent in various methods: 1 – considered method; 2 – point-mass method; 3 – the value of the auxiliary parameter is known

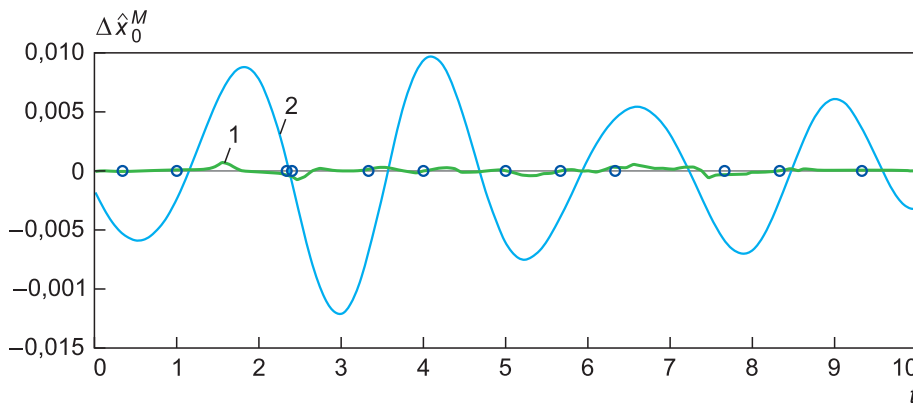


Рис. 3. Методические погрешности оценок параметра ГФП, вызываемые отсутствием учёта ковариации частных оценок: 1 – предлагаемый метод; 2 – метод сеток

Fig. 3. Procedural errors in finding estimates of the GFP parameter caused by the neglect of the covariance of particle estimates 1 – considered method; 2 – point-mass method

Априорная ковариационная матрица $P_x(\theta)$ искомого вектора $\mathbf{x}^T = [x_0^M \ x_1^M \ \dots \ x_N^M]$ и, как следствие, оценка $\hat{x}_0^M$ зависят от расстояний Δt между всеми $(N+1)$ точками и от θ согласно (6). Исходя из этого на первом этапе решения построим регулярную (для простоты) сетку вспомогательного параметра $0 < \theta_i \leq \theta_{\max}$, содержащую n узлов, и для каждого i -го узла по формулам (4) получим частную оценку $\hat{x}_{0,i}^M$ с соответствующей частной матрицей ковариации. На втором этапе по формулам (5) найдём окончательно искомую оценку $\hat{x}_0^M$ и её СКП.

Пример расчёта оценок погрешностей искомого параметра ГФП приведён на рис. 1. Граница фона 1 показывает зависимость погрешности искомого параметра ГФП от координаты t при безразмерных значениях $\sigma_M = 1$, $\theta = 2$ в

функции ковариации (6). Разностные измерения (левая часть уравнений (7)) обозначены вертикальными отрезками 2. Их концы, лежащие на границе фона 1, соответствуют погрешностям вычисляемых по карте значений $f^M(t_k)$ параметра ГФП. Противоположные концы отрезков 2 соответствуют погрешностям измеренных значений y_k^I , СКП которых $\sigma_I = 0,3$. Всего в примере $N = 11$ базовых точек, шаг которых по оси t выбран непостоянным. Полуштриховая кривая 3 показывает зависимость искомой оценки $\hat{x}_0^M$ от координаты t , а кривая 4 – аналогичную оценку, полученную методом сеток [3, 5, 15], взятым за основу для сравнения. Штриховая кривая 5 построена при предположении, что известно «истинное» значение параметра $\theta = 2$.

На рис. 2 показаны методические погрешности Δx_0^M нахождения оценок параметра ГФП $\hat{x}_0^M$ предлагаемым методом, методом сеток и при известном по предположению «истинном» параметре $\theta = 2$ (соответственно кривые 1–3). Они рассчитаны относительно значений погрешности карты. Оценки погрешностей карты в предлагаемом подходе ближе к значениям погрешностей, чем оценки метода сеток. Это достигается за счёт учёта ковариации частных оценок, получаемых при различных значениях вспомогательного параметра θ (на втором этапе предложенного подхода).

Сравнение погрешностей искомого оценок (рис. 3), полученных согласно рассмотренному подходу (кривая 1)

и методу сеток (кривая 2), проведено также относительно оценки погрешности, полученной при истинном значении $\theta = 2$ вспомогательного параметра. Малые отклонения от нуля кривой 1 по сравнению с кривой 2 показывают близость оценок предлагаемого подхода и оценок, рассчитанных при «истинном» значении вспомогательного параметра. Это также подтверждает целесообразность учёта корреляции указанных выше частных оценок при нахождении искомого оценок параметров.

Заключение. Предложено новое решение задачи оценивания, в которой искомые параметры функционально связаны с доступными измерениями, причём функции содержат неизвестные вспомогательные параметры.

Вспомогательные параметры не подлежат оценке, но обеспечивают нахождение требуемых искомым параметров путём косвенных измерений.

Рассмотренное решение позволяет отказаться от априорных вероятностей для вспомогательных параметров за счёт дополнительного учёта ковариации их весовых коэффициентов и (или) частных оценок искомым параметров. Приводятся условия реализации предложенного решения, пути уменьшения вычислительных затрат. Предложенный метод может использоваться для решения нелинейных задач оценивания параметров при относительно низкой точности и (или) малом числе доступных измерений.

Список литературы

1. Берковский Н. А., Степанов О. А. Исследование погрешности вычисления оптимальной байесовской оценки методом Монте-Карло в нелинейных задачах // Известия РАН. Теория и системы управления. 2013. № 3. Т. 52. С. 3–14.
2. Дмитриев С. П., Степанов О. А. Нелинейные алгоритмы комплексной обработки избыточных измерений // Известия РАН. Теория и системы управления. 2000. № 4. С. 52–61.
3. Степанов О. А., Моторин А. В., Васильев В. А., Торопов А. Б. Применение методов нелинейной фильтрации в задачах построения моделей ошибок измерителей и погрешностей карты // Материалы XXIX конф. памяти выдающегося конструктора гироскопических приборов Н. Н. Острякова, Санкт-Петербург, Россия, 7–9 октября 2014. СПб.: ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электрон», 2014. С. 293–302.
4. Степанов О. А., Торопов А. Б. Методы нелинейной фильтрации в задаче навигации по геофизическим полям. Ч. 1. Обзор алгоритмов // Гироскопия и навигация. 2015. № 3(90). С. 102–125.
5. Степанов О. А. Основы теории оценивания с приложениями к задачам обработки навигационной информации. Ч. 1. Введение в теорию оценивания. СПб.: ГНЦ РФ ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электрон», 2010. 509 с.
6. Шолохов А. В., Котов Н. И., Дружинин И. М. Оценка шага сетки узловых точек в задаче интерполирования высот методами коллокации // Геодезия и картография. 2014. № 8. С. 17–20.
7. Беркович С. Б., Котов Н. И., Садеков Р. Н., Минкин Ю. И., Шолохов А. В. Оценивание параметров нелинейных моделей на основе метода сеток с привлечением априорной информации о весах узлов // Измерительная техника. 2017. № 4. С. 35–37. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2017-4-35-37>
8. Alspach D. L., and Sorenson H. W., Nonlinear Bayesian Estimation Using Gaussian Sum Approximations, *IEEE Trans. on Automatic Control*, 1972, vol. AC-17, no. 4, pp. 439–448.
9. Старосельцев Л. П., Яшеникова О. М. Оценка погрешностей определения параметров сильно аномального гравитационного поля Земли // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 3. С. 533–540.

10. Конешов В. Н., Соловьев В. Н., Погорелов В. В., Непоклонов В. Б., Афанасьева Л. В., Дробышев М. Н. Об использовании аэрогравиметрических измерений для оценки региональных погрешностей аномалий силы тяжести, полученных по современным моделям гравитационного поля Земли // Геофизические исследования. 2016. Т. 17. № 3. С. 5–16. <https://doi.org/10.21455/gr2016.3-1>

11. Jordan S. K., Self-consistent statistical models for gravity anomaly and undulation of the geoid, *Journal of Geophysical Research*, 1972, vol. 77, no. 20, pp. 2156–2202.

12. James S. Meditch. *Stochastic optimal linear estimation and control*, New York, McGraw-Hill, 1969.

13. Джанджава Г. И., Августов Л. И. Навигация по геополям. Научно-методические материалы. М.: Научтехлитиздат, 2018. 296 с.

14. Дмитриев С. П. Высоточная морская навигация. СПб.: Судостроение, 1991. 220 с.

15. Пешехонов В. Г., Степанов О. А., Августов Л. И. и др. Современные методы и средства измерения параметров гравитационного поля Земли / Под общей ред. акад. РАН В. Г. Пешехонова; науч. редактор д. т. н. О. А. Степанов. СПб.: ГНЦ РФ АО «Концерн «ЦНИИ «Электрон», 2017. 390 с.

16. Hofmann-Wellenhof B., Moritz H., *Physical Geodesy*, Springer, 2005.

17. Курдюков А. П., Степанов О. А. Современные методы теории фильтрации // Автоматика и телемеханика. 2016. № 1. С. 3–4.

References

1. Berkovskii N. A., Stepanov O. A., *Journal of Computer and Systems Sciences International*, 2013, vol. 52, no. 3, pp. 3–14 (in Russian).
2. Dmitriev S. P., Stepanov O. A., *Izvestiya RAN. Teoriya i sistemy upravleniya*, 2000, vol. 4, pp. 52–61 (in Russian).
3. Stepanov O. A., Motorin A. V., Vasil'ev V. A., Toropov A. B., *XXIX Conference Pamyati Vydayushchegosya Konstruktora Giroskopicheskikh Priborov N. N. Ostryakova*, Proceedings of the All-Russian Conference, St. Petersburg, October 7–9, 2014. St. Petersburg, CSRI Elektropribor, 2014, pp. 293–302.
4. Stepanov O. A., Toropov A. B., *Giroskopiya i navigaciya*, 2015, vol. 3(90), pp. 102–125.
5. Stepanov O. A., *Osnovy teorii ocenivaniya s prilozheniyami k zadacham obrabotki navigacionnoj informacii. CH. 1. Vvedenie v teoriyu ocenivaniya*, St. Petersburg, CSRI Elektropribor Publ., 2010, 509 p. (in Russian).
6. Sholohov A. V., Kotov N. I., Druzhinin I. M., *Geodeziya i kartografiya*, 2014, vol. 8, pp. 17–20 (in Russian).
7. Berkovich S. B., Kotov N. I., Sadekov R. N., Minkin Yu. I., Sholokhov A. V., *Measurement Techniques*, 2017, vol. 60, pp. 355–358. <https://doi.org/10.1007/s11018-017-1201-8>
8. Alspach D. L., and Sorenson H. W., Nonlinear Bayesian Estimation Using Gaussian Sum Approximations, *IEEE Trans. on Automatic Control*, 1972, vol. AC-17, no. 4, pp. 439–448.

9. Starosel'cev L. P., Yashnikova O. M., *Nauchno-tekhnicheskij vestnik informacionnyh tekhnologij, mekhaniki i optiki*, 2016, vol. 16, no. 3, pp. 533–540 (in Russian).

10. Koneshov V. N., Solov'ev V. N., Pogorelov V. V., Nepoklonov V. B., Afanas'eva L. V., Drobyshev M. N., *Geofizicheskie issledovaniya*, 2016, vol. 17, no. 3, pp. 5–16 (in Russian). <https://doi.org/10.21455/gr2016.3-1>

11. Jordan S. K., *Journal of Geophysical Research*, 1972, vol. 77, no. 20, pp. 2156–2202.

12. James S. Meditch, *Stochastic optimal linear estimation and control*, New York, McGraw-Hill, 1969.

13. Dzhandzhgava G. I., Avgustov L. I. *Navigaciya po geopolymam. Nauchno-metodicheskie materialy*, Moscow, Nauchtekhizdat Publ., 2018, 296 p. (in Russian).

14. Dmitriev S. P., *Vysokotochnaya morskaya navigaciya*, St. Petersburg, Sudostroenie Publ., 1991, 220 p. (in Russian).

15. Peshekhonov V. G., Stepanov O. A., Avgustov L. I. et al., *Sovremennye metody i sredstva izmereniya parametrov gravitacionnogo polya Zemli*, St. Petersburg, CSRI Elektropribor Publ., 2017, 390 p. (in Russian).

16. Hofmann-Wellenhof B., Moritz H., *Physical Geodesy*, Springer, 2005.

17. Kurdyukov A.P., Stepanov O.A., *Avtomatika i telemekhanika*, 2016, vol. 1. pp. 3–4 (in Russian).

Дата поступления: 15.01.2020.

Дата принятия: 02.07.2020.

Nonlinear parameter estimation by the point-mass method taking into account correlation of partial estimates

Aleksei V. Sholokhov¹, Sergei B. Berkovich^{1,2}, Nikolai I. Kotov^{1,2}, Maksim G. Belonozhko¹

¹The Military Academy of Strategic Rocket Troops after Peter the Great (branch), Serpukhov, Russian Federation, e-mail: sholav@mail.ru

²Institute of Engineering Physics, Serpukhov, Russian Federation, e-mail: naviserp5@iifmail.ru

A new solution to the problem of nonlinear parameter estimation is considered. The peculiarity of this problem is that the arguments of a nonlinear function are not only the measurement data and the required parameters, but also supplementary parameters. Supplementary parameters are a priori unknown, but they are necessary only to find optimal estimates of the required parameters. The estimate of the desired parameters is formed according to the point-mass method as a weighted sum of partial estimates obtained for the specified values of supplementary parameters. This solution allows us to eliminate a priori probabilities for supplementary parameters by taking into account additional covariance of weight coefficients and (or) specified partial estimates. The considered approach is effective in solving specified nonlinear estimation problems characterized by low accuracy of available measurement data and (or) their few number.

Key words: nonlinear parameter estimation, point-mass method, node weights covariance, interpolation, collocation, estimation of geophysical field parameters.

Повышение информационной ёмкости волоконно-оптического мультисенсорного преобразователя бинарных механических сигналов в электрические

В. М. Гречишников¹, Е. Г. Комаров²

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, Самара, Российская Федерация, e-mail: gv@ssau.ru

²Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), Москва, Российская Федерация, e-mail: fuzzykom@gmail.com

Рассмотрена конструкция и принцип действия мультисенсорного преобразователя бинарных механических сигналов в электрические на основе секционированного волоконно-оптического цифроаналогового преобразователя с параллельной структурой. Цифроаналоговый преобразователь выполнен из набора простых и технологичных (трёх- и пятиразрядных) волоконно-оптических цифроаналоговых секций. Обоснованы преимущества оптической схемы предложенного преобразователя по метрологическим и энергетическим характеристикам в сравнении с одинарными многоразрядными преобразователями. Показано, что в результате наращивания числа цифроаналоговых секций можно многократно увеличивать информационную ёмкость мультисенсорного преобразователя без ужесточения требований к технологии его изготовления и элементной базе. Разработана математическая модель предложенного преобразователя, отражающая особенности функционирования в режиме последовательного во времени преобразования входных механических кодовых векторов отдельных волоконно-оптических секций в электрические аналоги и формирования результирующего выходного кодового вектора. Разработанную математическую модель можно использовать на этапе проектирования преобразователей бинарных механических сигналов для получения обширной и глубокой информации о технических возможностях будущего изделия, не прибегая к дорогостоящему физическому эксперименту.

Ключевые слова: мультисенсорный преобразователь, информационная ёмкость, цифроаналоговый преобразователь, бинарный сигнал, метрологические характеристики, энергетическая эффективность, математическая модель.

Введение. Мультисенсорные волоконно-оптические преобразователи информации находят всё более широкое применение в системах управления сложным технологическим оборудованием [1, 2], а также при мониторинге пространственно распределённых объектов промышленной [3–5], транспортной [6, 7] и социальной инфраструктур [8]. К настоящему времени разработаны мультисенсорные преобразователи давления, температуры, механических деформаций, влажности и других физических параметров, надёжно функционирующие в экстремальных условиях эксплуатации [9]. Наиболее распространённой конструктивно-технологической платформой для создания пространственно распределённой волоконно-оптической мультисенсорной измерительной структуры являются одномодовые световоды с последовательно расположенными в них внутриволоконными решётками Брэгга [10–14]. К недостаткам таких преобразователей следует отнести сложность аппаратуры формирования и обработки сигналов, высокую удельную стоимость сенсорного канала,

недостаточную устойчивость сенсоров к бинарным силовым воздействиям и невысокую надёжность, свойственную техническим устройствам с последовательным соединением функциональных элементов.

Рассматриваемые в статье мультисенсорные преобразователи бинарных механических сигналов (МПБС) предназначены для использования в системах многоточечного контроля конечных положений подвижных объектов в заданном рабочем пространстве. Чувствительные элементы в таких системах непосредственно контактируют с объектом управления и подвергаются циклическим силовым воздействиям, что ограничивает применение в этих системах сенсоров с внутриволоконной модуляцией излучения.

В работах [7, 15, 16] предложен и теоретически обоснован новый класс МПБС с дистанционным разнесением чувствительных элементов и электронного блока с помощью волоконно-оптической линии связи (ВОЛС). Основным системообразующим элементом таких МПБС является волоконно-оптический

цифроаналоговый преобразователь (ЦАП) с суммированием весовых коэффициентов, состоящий из набора оптических аттенуаторов и волоконно-оптического сумматора. Входные бинарные механические сигналы МПБС с помощью оптико-механических переключателей преобразуются в логические оптические сигналы, которые с помощью ЦАП преобразуются в аналоговый оптический квантованный сигнал. Полученный сигнал передается по ВОЛС в электронный блок, где производится фотоэлектрическое преобразование и восстановление входных сигналов МПБС в виде электрического кода. Использование в МПБС микромеханических оптических переключателей в сочетании с параллельной волоконно-оптической структурой устройства, с одной стороны, исключает возможность непосредственного силового контакта объекта со световодами, а с другой – предотвращает полную потерю работоспособности при обрыве световодов в цепи одного или нескольких сенсоров. Указанные преимущества позволяют значительно повысить эксплуатационную надежность таких МПБС по сравнению с аналогами.

Однако существующие конструкции МПБС не удовлетворяют современным требованиям по информационной ёмкости, которая должна быть на уровне десятков и даже сотен бит. Создание МПБС на основе одинарных волоконно-оптических ЦАП с высокой информационной ёмкостью связано с ужесточением требований к точности установки весовых коэффициентов в аттенуаторах и необходимостью обработки в младших разрядах оптических сигналов наноразмерной мощности [15]. Указанные обстоятельства требуют применения дорогостоящих технологий изготовления и прецизионной электроники для преобразования и обработки формируемых сигналов, что в итоге увеличивает стоимость и ограничивает информационную ёмкость устройства.

В связи с этим представляется актуальной разработка новых структурно-алгоритмических решений многоразрядных МПБС на основе волоконно-оптических ЦАП, отвечающих современным требованиям по информационной ёмкости при существенном снижении требований к точности изготовления и повышении энергетической эффективности их оптической схемы.

Конструкция МПБС на основе секционированного волоконно-оптического ЦАП. Одним из путей решения указанной выше задачи является секционирование ЦАП, применяемых для построения многоразрядных МПБС, впервые описанное в работе [17]. Сущность секционирования заключается в разбиении одинарного преобразователя на несколько отдельных волоконно-оптических цифроаналоговых секций (ЦАС) небольшой разрядности, которые в сумме обеспечивают такую же информационную ёмкость, как и одинарный многоразрядный преобразователь.

Рассмотрим функциональную схему m -разрядного МПБС, выполненного на основе k волоконно-оптических ЦАС (рис. 1).

Оптическое излучение от источника излучения ИИ мощностью $P_{\text{и}}$ подаётся в волоконно-оптический разветвитель Y , осуществляющий равномерное деление мощности между k выходными полюсами 1, ..., k . Выходные сигналы

разветвителя $P_0 = P_{\text{и}}/k$ поступают на входы k идентичных волоконно-оптических ЦАС₁, ..., ЦАС _{k} , совокупность которых представляет собой многоразрядный волоконно-оптический ЦАП. Конструкция элементарной цифроаналоговой секции ЦАС _{j} представлена на рис. 2.

Пусть информационная ёмкость одной секции $n = m/k$. В этом случае на входы переключателей каждой из секций подаётся по n разрядов из общего m -разрядного входного кода ЦАП $x_{0j}, x_{1j}, \dots, x_{(n-1)j}$, $j = 1, \dots, k$ – номер секции. На вход волоконно-оптического разветвителя Y_{1j} (см. рис. 2) подаётся оптический сигнал с одного из выходов разветвителя Y (см. рис. 1). С выходов разветвителей Y_{1j} снимаются оптические сигналы $P_0 = P_{\text{и}}/(kn)$ (см. рис. 2). В оптических переключателях $\Pi_{01}, \dots, \Pi_{(n-1)j}$ полученные сигналы преобразуются в оптические кодовые комбинации, определяемые значениями составляющих входного кодового вектора. В аттенуаторах $A_{0j}, \dots, A_{(n-1)j}$ происходит умножение сигналов на весовые коэффициенты, значения которых выбираются из числового ряда $\{2^{-i}\}$. После суммирования взвешенных сигналов в разветвителе $Y_{\Sigma j}$ формируется оптический аналоговый квантованный сигнал $P_{\Sigma j}$, который с помощью ВОЛС передается на соответствующий фотоусилитель ΦY_j (см. рис. 1). Выходные сигналы фотоусилителей $\Phi Y_1, \dots, \Phi Y_k$ в течение k тактов преобразования через многопозиционный аналоговый ключ АК по очереди подключаются к входу аналого-цифрового преобразователя (АЦП), встроенного в микроконтроллер МК.

В процессе одного цикла преобразования, состоящего из k тактов, последовательно определяются все компоненты выходного электрического кодового вектора $\mathbf{a} = \{a_{0j}, \dots, a_{(n-1)j}\}$, однозначно соответствующие компонентам входного механического кода $\mathbf{x} = \{x_{0j}, \dots, x_{(n-1)j}\}$.

В соответствии с программой работы микроконтроллера коды, сформированные в АЦП, записываются в соответствующие ячейки оперативной памяти и после обработки выдаются на выход микроконтроллера в виде общего m -разрядного электрического кодового вектора $\mathbf{a}$.

Сравнение секционированных и одинарных ЦАП по основным техническим характеристикам.

Инструментальная погрешность установки весовых коэффициентов ЦАП. Важнейшая метрологическая характеристика волоконно-оптического ЦАП, как и традиционного электронного аналога, – погрешность полной шкалы $\Delta_{\text{п. ш.}}$. Она представляет собой разность между реальной и идеальной функциями преобразования в конечной точке шкалы [18]. В этой точке все разряды входного кода равны единице. Основными составляющими погрешности полной шкалы ЦАП являются аддитивная погрешность, вызванная смещением характеристики преобразования вдоль оси ординат, и мультипликативная погрешность, вызванная неточностью установки коэффициентов передачи аттенуаторов. Аддитивная составляющая может быть скорректирована напряжением смещения фотоусилителя $U_{\text{см}}$. Поэтому доминирующее влияние на погрешность полной шкалы, а следовательно, и на достоверность преобразования, оказывает мультипликативная

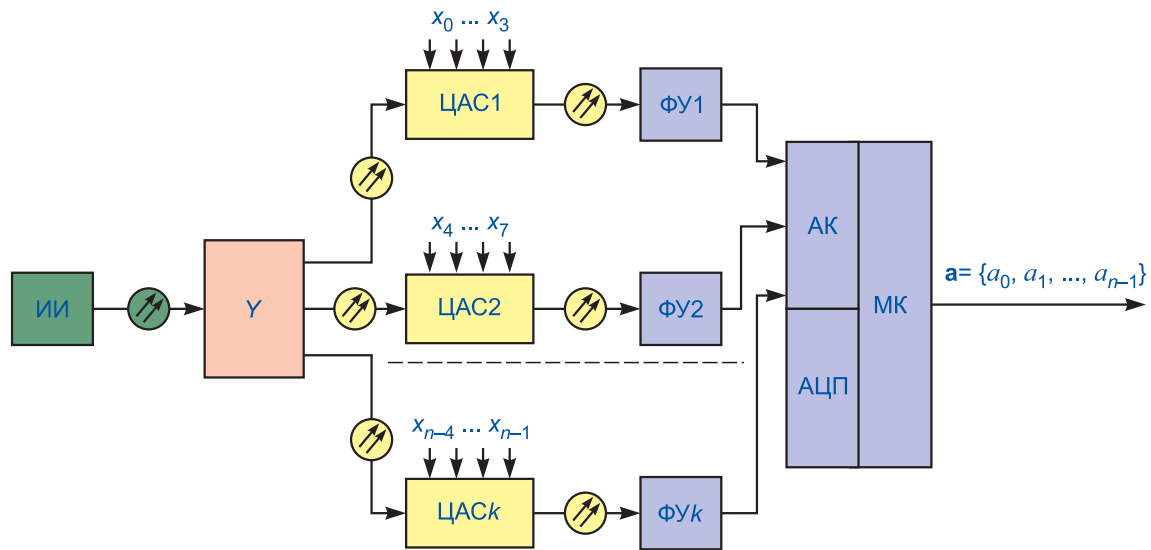


Рис. 1. Мультисенсорный преобразователь бинарных механических сигналов на основе секционированного ЦАП: ИИ – источник излучения; Y – волоконно-оптический разветвитель; ЦАС₁, ..., ЦАС_k – волоконно-оптические цифроаналоговые секции; ВОЛС – волоконно-оптические линии связи; ФУ₁, ..., ФУ_k – фотоусилители; АК – аналоговый ключ; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; МК – микроконтроллер; а – электрический вектор выходных сигналов преобразователя

Fig 1. Multi-sensor Converter of binary mechanical signals based on a partitioned DAC:

RS – radiation source; Y – fiber-optical splitter; DAS₁, ..., DAS_k – fiber-optical digital-analog sections; FOLC – fiber-optic lines of communication; FA₁, ..., FA_k – photo amplifiers; AK – analog key; ADC – analog-to-digital Converter; MC – microcontroller; a – electric vector of the Converter's output signals

составляющая, которая из-за особенностей проявления не может быть скорректирована простыми схемотехническими приёмами.

Для обоснования технологических преимуществ секционированных ЦАП рассмотрим зависимость допустимой относительной погрешности установки весовых коэффициентов аттенуаторов в зависимости от числа разрядов преобразователя. Для этого воспользуемся нормированным относительно P_0 уравнением преобразования идеального ЦАП, которое с учётом пассивного характера оптической схемы представим в виде [16]:

$$P = 2^{-(n-1)} \sum_{i=0}^{i=n-1} x_i 2^i, \quad (1)$$

где P – мощность выходного оптического сигнала ЦАП; i – номер разряда входного кода; 2^i – весовой коэффициент.

Выходной сигнал в конечной точке шкалы можно вычислить, приняв в (1) все значения $x_i = 1$:

$$P = 2^{-(n-1)} \left(\sum_{i=0}^{i=n-1} 2^i + \Delta_{\text{п.ш}} \right). \quad (2)$$

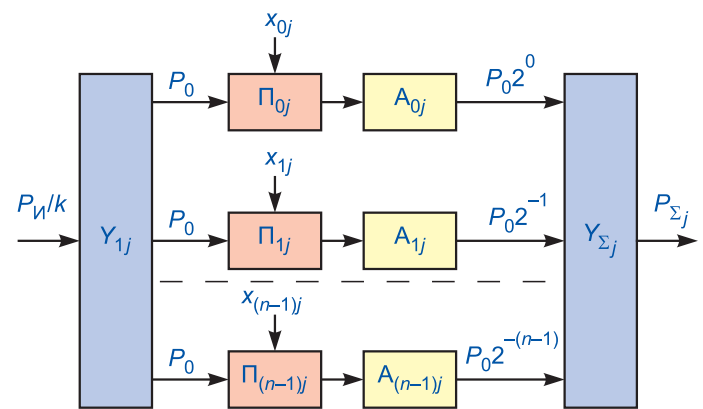


Рис. 2. Конструкция j-й цифроаналоговой секции:

$\Pi_{0j}, \dots, \Pi_{(n-1)j}$ – оптические переключатели; $A_{0j}, \dots, A_{(n-1)j}$ – оптические аттенуаторы; Y_{1j} – входной волоконно-оптический разветвитель j-й секции; $Y_{\Sigma j}$ – обратно включённый волоконно-оптический разветвитель (сумматор)

Fig 2. Construction of the j digital-to-analog section:

OS_{0j}, ..., OS_{(n-1)j} – optical switches; A_{0j}, ..., A_{(n-1)j} – optical attenuators; Y_{1j} – input fiber-optic splitter of the j section; Y_{Σj} – back-on fiber-optic splitter (adder)

С учётом отклонения весовых коэффициентов от номинальных значений характеристика реального преобразователя P_p в конечной точке шкалы примет вид

$$P_p = 2^{-(n-1)} \sum_{i=0}^{i=n-1} 2^{(i+\delta)}, \quad (3)$$

где δ – приращение показателя степени весового коэффициента, приводящее к появлению мультипликативной погрешности.

Для получения значения зависимости коэффициента 2^δ от допускаемого значения погрешности $\Delta_{п.ш}$ приравняем правые части выражений (2), (3) и решим полученное уравнение относительно 2^δ :

$$2^{-(n-1)} \left(\sum_{i=0}^{i=n-1} 2^i + \Delta_{п.ш} \right) = 2^{-(n-1)} \sum_{i=0}^{i=n-1} 2^{(i+\delta)};$$

$$2^\delta = 1 + \Delta_{п.ш} / (2^n - 1).$$

Для обеспечения достоверности преобразования необходимо, чтобы погрешность $\Delta_{п.ш}$ не превышала половины кванта [19]. С учётом этого допускаемое значение абсолютной мультипликативной погрешности будет определяться соотношением

$$2^\delta = 1 + [2(2^n - 1)]^{-1}. \quad (4)$$

В этом случае допускаемую абсолютную погрешность i -х весовых коэффициентов с учётом выражения (4) запишем как

$$\Delta_i = 2^{i+\delta} - 2^i = 2^i (2^\delta - 1) = 2^{i-1} / (2^n - 1).$$

Допускаемая относительная погрешность γ_i при этом одинакова для весовых коэффициентов во всех разрядах:

$$\gamma_i = \Delta_i / 2^i = [2(2^n - 1)]^{-1}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что допускаемая относительная погрешность уменьшается с увеличением числа разрядов ЦАП.

Коэффициент увеличения мощности кванта M_m

$n,$ M_m	Число секций k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Общее число разрядов $m=8$								
n	8	4	—	2	—	—	—	—
M_8	1	16	—	64	—	—	—	—
Общее число разрядов $m=12$								
n	12	6	4	3	—	—	—	—
M_{12}	1	64	256	512	—	—	—	—
Общее число разрядов $m=16$								
n	16	8	—	4	—	—	—	2
M_{16}	1	256	—	4096	—	—	—	16384

Так для одинарного двенадцатиразрядного преобразователя допускаемая погрешность составляет 0,012 %, а для четырёхразрядного – не превышает 3,3 %. Таким образом, при изготовлении двенадцатиразрядного преобразователя в виде трёх четырёхразрядных секций требования к технологической точности снижаются в 275 раз. При $n \leq 4$ допускаемая погрешность возрастает, а технология изготовления упрощается настолько, что секционирование ЦАП становится нецелесообразным. При $n > 4$ увеличение числа разрядов на каждую единицу уменьшает допускаемую относительную погрешность в два раза, что приводит к соответствующему усложнению технологии изготовления.

Из приведенных данных следует, что при разбиении многоразрядного ЦАП на секции, разрядность которых находится в диапазоне от трёх до пяти, многократно снижаются требования к инструментальной погрешности установки весовых коэффициентов, что упрощает технологию изготовления многоразрядных преобразователей и, как следствие, снижает удельную стоимость измерительного канала. Для исключения аппаратной избыточности, при которой часть входов какой-либо секции не используется, общее число входных сигналов многоразрядных МПБС необходимо выбирать в соответствии с натуральным рядом чисел, исключив из него простые числа. Оставшиеся значения информационной ёмкости могут быть реализованы с использованием различных комбинаций малоразрядных секций с информационной ёмкостью от трёх до пяти.

Энергетические характеристики. Другим фактором, ограничивающим информационную ёмкость одинарного многоразрядного ЦАП, является малая оптическая мощность, соответствующая одному кванту его выходной характеристики. Данное обстоятельство является следствием пассивного характера оптической схемы преобразователя, в которой весовые коэффициенты, как указывалось выше, выбираются из числового ряда $\{2^{-i}\}$. Для m -разрядного одинарного преобразователя мощность одного кванта выходной характеристики без учёта сопутствующих энергетических потерь в оптической схеме составляет [16]:

$$P_{m-1} = P_n / (m2^{m-1}). \quad (6)$$

При выполнении m -разрядного преобразователя в виде k секций, каждая из которых имеет информационную ёмкость $n = m/k$, квант выходной характеристики определим как

$$P_{n-1} = \frac{P_n}{kn2^{n-1}} = \frac{P_n}{m2^{n-1}}. \quad (7)$$

С учётом (6), (7) выигрыш в мощности кванта за счёт секционирования можно оценить с помощью коэффициента увеличения мощности кванта:

$$M_m = P_{n-1} / P_{m-1} = 2^{m-n} = 2^{n(k-1)}. \quad (8)$$

Результаты расчёта коэффициента M_m по (8) для нескольких значений m , n , кратных степени числа 2, приведены в таблице.

Значение коэффициента M_m возрастает с увеличением числа секций и суммарной информационной ёмкости устройства.

Расчёты, проведённые по (6), (7) при $m=16$, $k=4$, $n=4$ показывают, что при одинаковой мощности излучателя 10 мВт секционирование позволяет увеличить оптическую мощность кванта с 19 нВт до 78 мкВт и обеспечить соответствующее повышение отношения сигнал-шум при обработке сигналов в электронном блоке.

Также можно показать, что в результате секционирования существенно увеличивается энергетическая эффективность ЦАП по сравнению с одинарным. Энергетическую эффективность можно оценить по соотношению полезных мощностей на выходах одинарного и секционированного преобразователей. Под полезной мощностью будем понимать ту часть мощности излучателя, которая непосредственно участвует в формировании выходного оптического сигнала.

Так, полезная мощность P_Σ на выходе волоконно-оптического сумматора одинарного m -разрядного преобразователя максимальна, когда все $x_i=1$. В этом случае

$$P_\Sigma = \frac{P_{\text{и}}}{m} \left(2 - \frac{1}{2^{m-1}} \right). \quad (9)$$

По аналогии максимальная полезная мощность P_c на выходе сумматора в одной n -разрядной секции составляет

$$P_c = \frac{P_{\text{и}}}{m} \left(2 - \frac{1}{2^{n-1}} \right).$$

Найдём суммарную мощность $P_{c\Sigma}$ с выходов k секций с учётом равенства $m=kn$:

$$P_{c\Sigma} = kP_c = \frac{P_{\text{и}}}{n} \left(2 - \frac{1}{2^{n-1}} \right). \quad (10)$$

Тогда увеличение энергетической эффективности секционированного преобразователя с учётом выражений (9), (10) определим как

$$\frac{P_{c\Sigma}}{P_\Sigma} = \frac{m(2^n - 1)}{n(2^m - 1)} 2^{(m-n)} \approx \frac{m}{n} = k.$$

Так, например, при использовании источника излучения мощностью 10 мВт полезная оптическая мощность на выходе одинарного шестнадцатиразрядного сумматора составит 1,25 мВт, а при разбиении его на четыре секции ($n=4$) суммарная полезная мощность увеличится в четыре раза и составит 5 мВт. Таким образом, секционирование ЦАП позволяет либо снизить в m/n раз мощность излучателя, либо во столько же раз увеличить суммарную полезную мощность оптических сигналов на выходах ЦАС.

Быстродействие. При разбиении ЦАП на k отдельных секций, выходные сигналы которых опрашиваются последовательно во времени, общее время преобразования также увеличивается в k раз по сравнению с одинарным преобразователем.

Время преобразования $t_{\text{пр}}$ связано с информационными и динамическими параметрами соотношением

$$t_{\text{пр}} = k\Delta t = \Delta t m/n,$$

где Δt – время одного такта преобразования.

Отсюда можно найти максимальную информационную ёмкость в зависимости от динамических параметров и разрядности одной секции

$$m = n t_{\text{пр}} / \Delta t.$$

Длительность одного такта преобразования состоит из следующих составляющих:

$$\Delta t = t_{\text{п}} + t_{\text{фп}} + t_{\text{ус}} + t_{\text{а.к}} + t_{\text{мк}},$$

где $t_{\text{п}}$, $t_{\text{фп}}$, $t_{\text{ус}}$, $t_{\text{а.к}}$, $t_{\text{мк}}$ – времена преобразования оптических переключателей, фотоприёмника, усилителя, аналогового коммутатора и микроконтроллера соответственно.

Суммарное время срабатывания современных фотоэлектрических и электронных компонентов на 2–3 порядка меньше времени срабатывания оптических переключателей. В этом случае время преобразования МПБС определяется в основном количеством секций и временем срабатывания используемых оптических переключателей, которое для различных конструкций может лежать в диапазоне от долей до десятков миллисекунд. Например, при $t_{\text{пр}}=20$ мс, $\Delta t=1$ мс, $n=4$ информационная ёмкость будет равна 80 бит, что вполне достаточно для большинства практических применений МПБС.

Особенности математической модели функционирования секционированных МПБС. Приведённые выше соотношения носят оценочный характер и не учитывают всего многообразия конструктивных и схемотехнических факторов, влияющих на достоверность преобразования МПБС. Для получения более детальных сведений о требованиях к инструментальным погрешностям изготовления секционированных МПБС необходимо располагать математической моделью функционирования таких устройств, являющейся важной частью метрологического обеспечения опытно-конструкторской отработки изделия. В основу получения такой модели может быть положен общий подход, представленный в работе [16].

В качестве примера без ущерба для общности рассуждений рассмотрим методику получения математической модели на примере двенадцатиразрядного МПБС, выполненного на основе трёх четырехразрядных ЦАС. Вектор входных сигналов, действующих на входах всех трёх секций одновременно, представим в виде

$$\mathbf{x}_\Sigma = \{x_{01}x_{11}x_{21}x_{31}x_{02}x_{12}x_{22}x_{32}x_{03}x_{13}x_{23}x_{33}\}, \quad (11)$$

где $x_{ij} = \overline{0,1}$, i – номер разряда, $i = \overline{0,3}$, $j = \overline{1,3}$ – номер секции.

С другой стороны, вектор (11) можно представить в виде трёх модифицированных двенадцатиразрядных векторов, действующих на входы каждой из трех секций в отдельности:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x}_1 &= \{x_{01}x_{11}x_{21}x_{31}00000000\}, j=1; \\ \mathbf{x}_2 &= \{0000x_{02}x_{12}x_{22}x_{32}0000\}, j=2; \\ \mathbf{x}_3 &= \{00000000x_{03}x_{13}x_{23}x_{33}\}, j=3. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Каждый из векторов (12) представляют собой, по существу, вектор (11), в котором разрядные цифры, формируемые двумя другими секциями, заменены нулями.

При этом имеет место равенство

$$\mathbf{x}_\Sigma = \mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2 + \mathbf{x}_3.$$

По аналогии представим электрический вектор выходных сигналов АЦП в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{a}_1 &= \{a_{01}a_{11}a_{21}a_{31}00000000\}, j=1; \\ \mathbf{a}_2 &= \{0000a_{02}a_{12}a_{22}a_{32}0000\}, j=2; \\ \mathbf{a}_3 &= \{00000000a_{03}a_{13}a_{23}a_{33}\}, j=3, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $a_{ij} = \overline{0,1}$ – значения i -й разрядной цифры, формируемой j -й ЦАС.

Сумма векторов (13) образует выходную кодовую комбинацию

$$\mathbf{a}_\Sigma = \{a_{01}a_{11}a_{21}a_{31}a_{02}a_{12}a_{22}a_{32}a_{03}a_{13}a_{23}a_{33}\}. \quad (14)$$

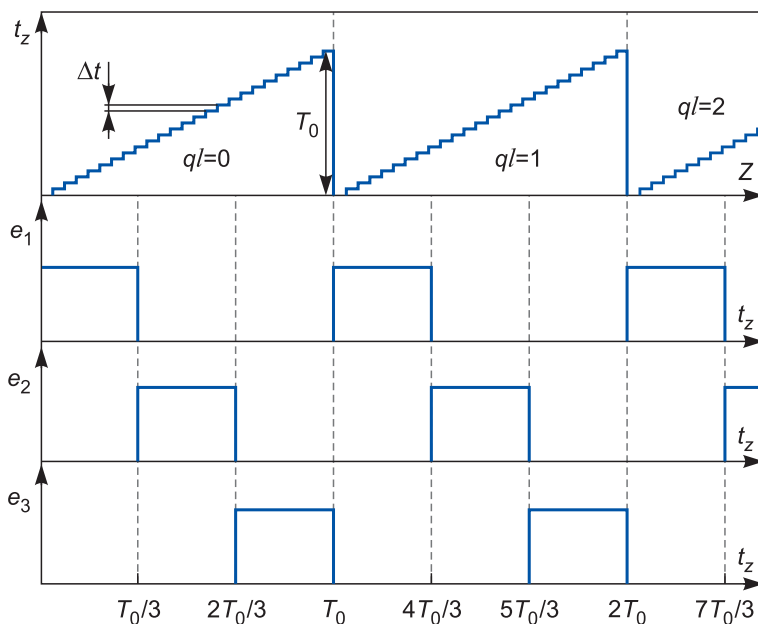


Рис. 3. Графическая интерпретация формул (17), (18): зависимость модельного времени t_z от текущей координаты z точки на оси времени, графики единичных функций $e_1(t_z)$, $e_2(t_z)$, $e_3(t_z)$

Fig 3. Graphical interpretation of formulas (17) and (18): dependence of model time t_z on the current coordinate z of the point on the time axis, graphs of unit functions $e_1(t_z)$, $e_2(t_z)$, $e_3(t_z)$

Значения разрядных цифр в (14) однозначно соответствуют значениям разрядных цифр входного кода (11).

Задача построения математической модели, как и в работе [16], сводится к отысканию зависимостей вида

$$\mathbf{a}_j = \mathbf{F}_{ij}(\mathbf{x}_j, \mathbf{y}_j, \mathbf{t}),$$

где $\mathbf{x}_j$ определяются по формуле (12); $\mathbf{F}_{ij} = \{F_{0j}, F_{1j}, \dots, F_{(n-1)j}\}$ – упорядоченный набор логических операторов, описывающих формирование разрядных цифр выходного кода МПБС; $\mathbf{y}_j$ – совокупность конструктивных параметров волоконно-оптических и фотоэлектронных элементов j -й секции; n – число входных сигналов одной ЦАС; $\mathbf{t}$ – схемотехнические параметры АЦП [18]; для рассматриваемого случая $n=4$.

Процесс преобразования входных механических кодов в электрические в каждой секции происходит в результате последовательного во времени подключения к входу АЦП выходных сигналов фотоусилителей (см. рис. 1).

Выходные сигналы фотоусилителей по аналогии с [16] могут быть заданы следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} U_{\Phi y1}(\mathbf{x}_1^*, \mathbf{y}_1) &= U_0(\mathbf{y}_1) 2^{-3} \sum_{i=0}^{i=3} x_{ij} 2^i; \\ U_{\Phi y2}(\mathbf{x}_2^*, \mathbf{y}_2) &= U_0(\mathbf{y}_2) 2^{-3} \sum_{i=0}^{i=3} x_{ij} 2^i; \\ U_{\Phi y3}(\mathbf{x}_3^*, \mathbf{y}_3) &= U_0(\mathbf{y}_3) 2^{-3} \sum_{i=0}^{i=3} x_{ij} 2^i, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{x}_1^* &= \{x_{01}x_{11}x_{21}x_{31}\}, j=1; \\ \mathbf{x}_2^* &= \{x_{02}x_{12}x_{22}x_{32}\}, j=2; \\ \mathbf{x}_3^* &= \{x_{03}x_{13}x_{23}x_{33}\}, j=3, \end{aligned} \right.$$

$U_0(\mathbf{y}_1)$, $U_0(\mathbf{y}_2)$, $U_0(\mathbf{y}_3)$ – значения напряжений фотоусилителей в соответствующих секциях, формируемые разрядами с весовыми коэффициентами 2^0 .

На практике за счёт регулировки весовых коэффициентов аттенюаторов и коэффициентов усиления фотоусилителей нетрудно обеспечить равенство $\mathbf{y}_1 = \mathbf{y}_2 = \mathbf{y}_3 = \mathbf{y}$, с учётом которого можно записать

$$U_{\Phi y1}(\mathbf{x}_1^*, \mathbf{y}) = U_{\Phi y2}(\mathbf{x}_2^*, \mathbf{y}) = U_{\Phi y3}(\mathbf{x}_3^*, \mathbf{y}).$$

В этом случае все три сигнала (15) можно заменить одним выражением

$$U_{\Phi yj}(\mathbf{x}_j^*, \mathbf{y}) = U_0(\mathbf{y}) 2^{-3} \sum_{i=0}^{i=3} x_{ij} 2^i,$$

где $U_0(\mathbf{y})$ – сигналы, формируемые старшими разрядами секций.

Как отмечалось выше, процесс подключения выходных сигналов ФУ₁–ФУ₃ к входу АЦП происходит циклами, каждый из которых равен трём тактам (по числу секций ЦАП). Последовательность подключения фотоусилителей к АЦП можно задать с помощью периодических единичных функций времени $e_j(t_z)=0,1$, длительность которых равна длительности одного такта. Напряжение на входе АЦП

$$U_{\text{АЦП}} = e_1(t_z)U_{\text{ФУ1}}(\mathbf{x}_1^*, \mathbf{y}) + e_2(t_z)U_{\text{ФУ2}}(\mathbf{x}_2^*, \mathbf{y}) + e_3(t_z)U_{\text{ФУ3}}(\mathbf{x}_3^*, \mathbf{y}). \quad (16)$$

В формуле (16) переменная t_z – текущее модельное время, которое задается рекуррентным соотношением

$$t_z = \Delta t_z(z - ql), \quad (17)$$

где Δt_z – шаг дискретизации по времени; z – номер точки на оси времени; $l = T_0/\Delta t_z$ – число точек в одном цикле опроса усилителей; T_0 – длительность одного цикла опроса фотоусилителей; $q = \text{int}[z/l]$ – номер цикла опроса фотоусилителей, $q = 0, 1, \dots, N$.

Выражение (17) описывает циклическую линейно-ступенчатую функцию времени с периодом $z=l$ и амплитудой T_0 . Значения единичных функций $e_j(t_z)$ на произвольном временном интервале $0-t_z$ могут быть заданы выражениями:

$$\left. \begin{aligned} e_1(t_z) &= \begin{cases} 1 & \text{при } t_z \in (qT_0, (q+1/3)T_0); \\ 0 & \text{при } t_z \notin (qT_0, (q+1/3)T_0); \end{cases} \\ e_2(t_z) &= \begin{cases} 1 & \text{при } t_z \in ((q+1/3)T_0, (q+2/3)T_0); \\ 0 & \text{при } t_z \notin ((q+1/3)T_0, (q+2/3)T_0); \end{cases} \\ e_3(t_z) &= \begin{cases} 1 & \text{при } t_z \in ((q+2/3)T_0, (q+1)T_0); \\ 0 & \text{при } t_z \notin ((q+2/3)T_0, (q+1)T_0). \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Графики изменения модельного времени t_z и единичных функций $e_j(t_z)$, построенные по формулам (17), (18), приведены на рис. 3.

В результате одного цикла опроса ФУ₁–ФУ₃ на выходе АЦП формируются три кодовых вектора $\mathbf{a}_1^*$, $\mathbf{a}_2^*$, $\mathbf{a}_3^*$, соответствующих интервалам времени, в течение которых значения функций $e_1(t_z)$, $e_2(t_z)$, $e_3(t_z)$ в соответствии с (18) равны единице:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{a}_1^* &= \{a_{01}a_{11}a_{21}a_{31}\} \\ &\text{при } e_1(t_z)=1, e_2(t_z)=0, e_3(t_z)=0; \\ \mathbf{a}_2^* &= \{a_{02}a_{12}a_{22}a_{32}\} \\ &\text{при } e_2(t_z)=1, e_1(t_z)=0, e_3(t_z)=0; \\ \mathbf{a}_3^* &= \{a_{03}a_{13}a_{23}a_{33}\} \\ &\text{при } e_3(t_z)=1, e_1(t_z)=0, e_2(t_z)=0. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Методика нахождения компонентов кодовых векторов в выражении (19) зависит от типа используемого АЦП.

При использовании ЦАС с информационной ёмкостью 3–5 бит для формирования выходных кодов могут быть применены дешёвые АЦП параллельного преобразования с соответствующей информационной ёмкостью. Значения разрядных цифр на выходе такого АЦП определяются общей формулой

$$a_{ij} = F_i(\mathbf{x}_j^*, \mathbf{y}, \mathbf{t}) = \bigcap_{k=2^{i-1}(2v+1)}^{2^{i+1}(v+1)-1} b_k(U_{\text{АЦП}}, \mathbf{y}, \mathbf{t}), \quad (20)$$

$$v = 0 \dots (2^{n-1-i} - 1), \quad i = \overline{0, n-1},$$

где b_k – значения выходных сигналов компараторов, входящих в АЦП, определяемые в соответствии с методикой [6]; $U_{\text{АЦП}}$ определяется по формуле (16).

В микроконтроллере правые части уравнений (19) преобразуются к виду уравнений (13) и суммируются в соответствии с выражением

$$\mathbf{a}_\Sigma = e_1(t_z)\mathbf{a}_1 + e_2(t_z)\mathbf{a}_2 + e_3(t_z)\mathbf{a}_3. \quad (21)$$

В результате суммирования векторов на выходе МПБС формируется суммарная двенадцатиразрядная кодовая комбинация, определяемая уравнением (14). Таким образом, формула (21), объединяющая в себе комплекс выражений (15)–(20), представляет обобщенную математическую модель функционирования секционированного МПБС. Численный анализ полученной модели в соответствии с методикой [16, 20] позволяет определить требования к инструментальным погрешностям изготовления функциональных элементов МПБС исходя из обеспечения полной достоверности преобразования устройства.

Заключение. Исследованы возможности повышения информационной ёмкости МПБС в результате секционирования используемых в них волоконно-оптических ЦАП.

Результаты исследований метрологических и энергетических характеристик рассмотренных преобразователей показали, что выполнение многоразрядных ЦАП в виде набора цифроаналоговых секций с информационной ёмкостью от трёх до пяти бит позволяет:

многократно снизить требования к точности коэффициентов передачи оптических аттенюаторов и применить более простые и дешёвые технологии и электронные компоненты для их изготовления;

повысить энергетическую эффективность оптической схемы ЦАП, что позволяет либо снизить мощность излучателя, либо увеличить мощность оптического кванта на выходе ЦАС и улучшить условия обработки сигналов в электронном блоке.

Анализ динамических характеристик показал, что секционирование ЦАП приводит к некоторому снижению быстродействия преобразователя. Однако проведённые расчёты показали, что современная элементная база позволяет создавать МПБС с временем преобразования не больше 20 мс и информационной ёмкостью 80 бит, что значительно превосходит показатели преобразователей на основе одинарных ЦАП.

Список литературы

1. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Потапов В.Т., Чаморовский Ю.К. Волоконно-оптические технологии, устройства, датчики и системы // ФОТОН-ЭКСПРЕСС. 2005. № 6(46). С. 114–127.
2. Гармаш В. Б., Егоров Ф. А., Коломиец Л. Н., Неугодиных А. П., Поспелов В. И. Возможности, задачи и перспективы волоконно-оптических измерительных систем в современном приборостроении // ФОТОН-ЭКСПРЕСС. 2005. № 6(46). С. 128–140.
3. Макаров Ю. Н., Серебряков Д. И., Мурашкина Т. И., Граевский О. С. Многоканальный волоконно-оптический уровнемер и способ его изготовления // Датчики и системы. 2009. № 12(127). С. 43–46.
4. Леонович Г. И., Матюнин С. А., Ливочкина Н. А. Мультисенсорный волоконно-оптический преобразователь давления // Вестник самарского аэрокосмического университета. 2011. № 7 (31). С. 123–127.
5. Бабин С. А., Глушко С. К., Цыба А. М., Чейдо Г. П., Шелемба И. С., Шакиров С. Р. Концепция многофункциональной системы безопасности угольной шахты с использованием волоконно-оптических технологий // Вычислительные технологии. Специальный выпуск. 2013. Т. 18. С. 95–100.
6. Гречишников В. М., Теряева О. В. Волоконно-оптические преобразователи бортовых датчиков механизации летательных аппаратов // Известия вузов. Авиационная техника. 2016. № 3. С. 122–128.
7. Гречишников В. М., Леонович Г. И., Лукин А. С., Ливочкина Н. А. Мультисенсорные волоконно-оптические преобразователи транспортных систем // Известия Самарского научного центра РАН. Специальный выпуск «Перспективы и направления развития транспортной системы». Самара. СНЦ РАН. 2007. С. 95–99.
8. Шишкин В. В., Чурин А. Е., Харенко Д. С., Шелемба И. С. Система мониторинга несущих конструкций футбольного манежа на основе волоконно-оптических датчиков // ФОТОН-ЭКСПРЕСС. 2013. № 6. С. 22–23.
9. Буймиструк Г. Волоконно-оптические датчики для экстремальных условий // Control engineering РОССИЯ. 2013. № 3(45). С. 34–40.
10. Hui R., O'Sullivan M., *Fiber Optic Measurement Techniques*, Academic Press, 2009, 672 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-373865-3-да.X0001-8>
11. Li W., Pang J., Lu X., Liu J., *Photonic Sensors*, 2014, vol. 4(2), pp. 173–179. <https://doi.org/10.1007/s13320-014-0163-6>
12. Luo Z., Wen H., Guo H., *Photonic Sensors*, 2014, vol. 4(2), pp. 168–172. <https://doi.org/10.1117/12.2031185>
13. Нуриев И. И. Сенсорные пассивные оптические сети и ключевые вопросы применения в них волоконных брэгговских решеток // Электронный научный журнал «Инженерный вестник Дона». 2016. № 2.
14. Варжель С. В. Волоконные брэгговские решетки. СПб: Университет ИТМО, 2015. 65 с.
15. Теряева О. В. Мультисенсорные преобразователи информации на основе волоконно-оптических ЦАП: дис. канд. техн. наук. (Самарский университет, Самара, 2017).

16. Гречишников В. М., Макаров Е. Г. Математическая модель функционирования мультисенсорного преобразователя бинарных механических сигналов в электрические на основе волоконно-оптического цифроаналогового преобразователя // Измерительная техника. 2020. № 2. С. 20–26. <https://doi.org/10.32466/0368-1025it.2020-2-20-28>
17. Пат. № 2661752 РФ / Гречишников В. М., Теряева О. В., Арефьев В. В. // Изобретения. Полезные модели. 2018. № 20.
18. Гутников В. С. Интегральная электроника в измерительных устройствах. Л: Энергоатомиздат, 1988. 304 с.
19. Домрачев В. Г., Мейко Б. С. Цифровые преобразователи угла: Принципы построения, теория точности, методы контроля. М: Энергоатомиздат, 1984. 328 с.
20. Гречишников В. М., Конюхов Н. Е. Оптоэлектронные цифровые датчики перемещений со встроенными волоконно-оптическими линиями связи. М: Энергоатомиздат, 1992. 160 с.

References

1. Gulyaev Yu. V., Nikitov S. A., Potapov V. T., Chamovsky Yu. K., *Photon-Express*, 2005, no. 6 (46), pp. 114–127 (in Russian).
2. Garmash V. B., Egorov F. A., L. N. Kolomiets L. N., Neugodnikov A. P., Pospelov V. I., *Photon-Express*, 2005, no. 6 (46), pp. 128–140 (in Russian).
3. Makarov Yu. N., Serebryakov D. I., Murashkina T. I., Graevsky O. S., *Sensors & Systems*, 2009, no. 12 (127), pp. 43–46 (in Russian).
4. Leonovich G. I., Matyunin S. A., Levochkina N. A., *Vestnik of Samara aerospace University*, 2011, no. 7 (31), pp. 123–127 (in Russian).
5. Babin S. A., Glushko S. K., Tsyba A. M. Cheido G. P., Shelemba I. S., Shakirov S. R., *Computational Technologies*, 2013, vol. 18, Special issue, pp. 95–100 (in Russian).
6. Grechishnikov V. M., Teryaeva O. V., *Russian Aeronautics*, 2016, no. 3, pp. 122–128.
7. Grechishnikov V. M., Leonovich G. I., Lukin A. S., Livochkina N. A., *Izvestiya Samara scientific center of the Russian Academy of Sciences*, 2007, pp. 95–99 (in Russian).
8. Shishkin V. V., Churin A. E., Harenko D. S., Shelemba I. S., *Photon-Express*, 2013 no. 6, pp. 22–23 (in Russian).
9. Buymistruk G., *Control Engineering RUSSIA*, 2013, no. 3 (45), pp. 34–40 (in Russian).
10. Hui R., O'Sullivan M., *Fiber Optic Measurement Techniques*, Academic Press, 2009, 672 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-373865-3-да.X0001-8>
11. Li W., Pang J., Lu X., Liu J., *Photonic Sensors*, 2014, vol. 4(2), pp. 173–179. <https://doi.org/10.1007/s13320-014-0163-6>
12. Luo Z., Wen H., Guo H., *Photonic Sensors*, 2014, vol. 4(2), pp. 168–172. <https://doi.org/10.1117/12.2031185>
13. Nuriev I. I., *Electronic scientific journal "Engineering Bulletin of the Don"*, 2016, no. 2 (in Russian).
14. Vargel S. V. *Fiber Bragg gratings*, St. Petersburg, ITMO University Publ., 2015, pp. 65 (in Russian).

15. O. V. Teryaeva, Candidate's dissertation. Technical Science (Samara University, Samara, 2017) (in Russian).

16. Grechishnikov V. M., Komarov E. G., *Measurement Techniques*, 2020, vol. 63, pp. 96–105.

<https://doi.org/10.1007/s11018-020-01756-6>

17. Grechishnikov V. M., Teryaev O. V., Aref'ev V. V., Patent RF no. 2661752, *Byull Izobret.*, no. 20 (2018).

18. Gutnikov V. S., *Integrated electronics in measuring devices*, Leningrad, Energoatomizdat Publ., 1988, 304 p. (in Russian).

19. Domrachev V. G., Meiko B. S. *Digital angle converters: principles of construction, accuracy theory, control methods*, Moscow, Energoatomizdat Publ., 1984, 328 p. (in Russian).

20. Grechishnikov V. M., Konyukhov N. E. *Optoelectronic digital displacement sensors with integrated fiber-optic communication lines*, Moscow, Energoatomizdat Publ., 1992, 160 p. (in Russian).

Дата поступления: 10.06.2020.

Дата принятия: 27.07.2020.

Increasing the information capacity of a fiber-optic multi-sensor converter of binary mechanical signals into electrical signals

V. M. Grechishnikov¹, E. G. Komarov²

¹S. P. Korolev Samara National Research University, Samara, Russian Federation, e-mail: gv@ssau.ru

²Bauman Moscow State Technical University (National Research University), Moscow, Russian Federation, e-mail: fuzzykom@gmail.com

The design and operation principle of a multi-sensor Converter of binary mechanical signals into electrical signals based on a partitioned fiber-optic digital-to-analog Converter with a parallel structure is considered. The digital-to-analog Converter is made from a set of simple and technological (three to five digit) fiber-optic digital-to-analog sections. The advantages of the optical scheme of the proposed Converter in terms of metrological and energy characteristics in comparison with single multi-bit converters are justified. It is shown that by increasing the number of digital-analog sections, it is possible to repeatedly increase the information capacity of a multi-sensor Converter without tightening the requirements for its manufacturing technology and element base. A mathematical model of the proposed Converter is developed that reflects the features of its operation in the mode of sequential time conversion of the input code vectors of individual fiber-optic sections into electrical analogues and the formation of the resulting output code vector.

Key words: multi-sensor converter, information capacity, digital-to-analog converter, binary signal, metrological characteristics, energy efficiency, mathematical model.

Метрологические характеристики измерительного делителя мощности лазерного излучения

А. И. Колпаков¹, А. М. Райцин², М. В. Улановский¹

¹Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Российская федерация, e-mail: 1978fox@mail.ru, ulanovsky@vniiofi.ru

²Московский технический университет связи и информатики, Москва, Российская федерация, e-mail: arcadiyram@rambler.ru

Проанализированы погрешности измерительного оптического делителя мощности лазерного излучения, конструктивно выполненного в виде клина и применяемого для передачи единицы средней мощности высокоинтенсивного лазерного излучения. Определена погрешность коэффициента деления, влияющего на точность передачи единицы. Проведена оценка случайной составляющей погрешности коэффициента деления и показано, что предлагаемый способ его определения, основанный на перестановке местами применяемых средств измерений, даёт наиболее вероятную оценку. Исследована погрешность, обусловленная нелинейностью средств измерений, определяющих коэффициент деления, и оценён её наибольший интервал. Показано, что в случае неизменности коэффициентов преобразования применяемых средств измерений от мощности излучения лазера, способ позволяет исключить зависимость погрешности определения коэффициента деления от упомянутых коэффициентов, а в другом случае снизить их влияние на погрешность передачи. Обоснована возможность при передаче единицы мощности излучения осуществлять контроль коэффициента деления делителя путём определения контрольного параметра и его доверительного интервала, получена формула для вычисления этого интервала в каждом цикле измерений. Показано, что по значению параметра и изменению доверительного интервала можно контролировать достоверность передачи единицы мощности калибруемому средству измерений в реальном масштабе времени.

Ключевые слова: метрология, методы измерений параметров лазеров, калибровка средств измерений, передача единицы мощности, измерительный делитель мощности, погрешность.

В [1] предложен метод передачи единицы средней мощности высокоинтенсивного лазерного излучения средствам измерений (СИ). В отличие от ранее известных [2–4] метод, описанный в [1], основан на применении измерительного оптического делителя (ОД) мощности лазерного излучения и позволяет обеспечить метрологическую прослеживаемость СИ к Государственному первичному эталону единицы средней мощности ГЭТ 28-2016. ОД конструктивно выполнен в виде клина. Метод также позволяет с необходимой для эталона точностью определять коэффициент деления – основную характеристику ОД – и осуществлять её мониторинг в реальном масштабе времени.

Функциональная схема эталонной аппаратуры для передачи единицы мощности СИ с измерительным ОД и режимы его работы подробно описаны в [1]. Однако точностные характеристики определения коэффициента деления и контрольного параметра ОД, необходимые для применения в эталонах единицы мощности, не исследованы.

В настоящей работе, являющейся продолжением [1], подробно рассмотрены погрешности определения коэффициента деления ОД и его контрольного параметра, определяющие достоверность результатов передачи единицы мощности СИ.

Погрешность определения коэффициента деления с неизменными коэффициентами преобразования СИ. Коэффициент деления ОД представляет собой отношение [1]:

$$K_d = K_{\text{пр}} / K_{\text{отр}}, \quad (1)$$

где $K_{\text{пр}}$ – коэффициент пропускания ОД; $K_{\text{отр}}$ – коэффициент отражения излучения от передней грани ОД.

Для упрощения рассмотрения пренебрегаем зависимостью коэффициентов $K_{\text{пр}}$, $K_{\text{отр}}$ от уровня мощности излучения, поступающего на ОД. Однако заметим, что практически передача единицы мощности предусматривает режим уточнения коэффициента деления в различных точках диапазона мощностей источника и в случае зависимости коэффициентов $K_{\text{пр}}$, $K_{\text{отр}}$ от уровня мощности излучения она будет учтена в процессе проведения измерений.

Считаем, что коэффициенты преобразования СИ1, СИ2 $K_{СИ1}$, $K_{СИ2}$ не зависят от уровня мощности, измеряемой СИ1 и СИ2. Запишем выражения для выходных сигналов СИ1, СИ2 соответственно $U_1(i)$, $i=1, 2, \dots, n_1$, $U_2(i)$, $i=1, 2, \dots, n_1$ [1]:

$$\begin{cases} U_1(i) = P_0(i)K_{отр}K_{СИ1} + \xi_1(i), & i=1, 2, \dots, n_1; \\ U_2(i) = P_0(i)K_{пр}K_{СИ2} + \xi_2(i), & i=1, 2, \dots, n_1; \end{cases} \quad (2)$$

где $P_0(i)$ – мощность источника излучения; $\xi_1(i)$, $\xi_2(i)$ – погрешности измерения мощности СИ1 и СИ2 соответственно; n_1 – серия измерений.

Из (2) следует, что результат измерений зависит от $P_0(i)$, погрешностей измерения $\xi_1(i)$, $\xi_2(i)$ и коэффициентов преобразования, влияющих на определение коэффициента деления (1).

Коэффициенты преобразования рассматриваемых СИ отличаются друг от друга. Для снижения влияния их различий на результат (1) предложен способ, при котором СИ1 и СИ2 меняют местами, после чего снова производится серия из n_1 одновременных измерений выходных сигналов СИ1 $\tilde{U}_1(i)$ и СИ2 $\tilde{U}_2(i)$, $i=1, 2, \dots, n_1$:

$$\begin{cases} \tilde{U}_1(i) = \tilde{P}_0(i)K_{пр}K_{СИ1} + \tilde{\xi}_1(i), & i=1, 2, \dots, n_1; \\ \tilde{U}_2(i) = \tilde{P}_0(i)K_{отр}K_{СИ2} + \tilde{\xi}_2(i), & i=1, 2, \dots, n_1; \end{cases} \quad (3)$$

где $\tilde{P}_0(i)$ – значение мощности источника излучения во второй серии n_1 измерений; $\tilde{\xi}_1(i)$, $\tilde{\xi}_2(i)$ – значения погрешностей измерений выходных сигналов соответственно СИ1 и СИ2 во второй серии n_1 измерений.

Таким образом, результатом измерений мощности являются четыре массива отсчётов выходных сигналов (2), (3): $U_1(i)$, $U_2(i)$, $\tilde{U}_1(i)$, $\tilde{U}_2(i)$, $i=1, 2, \dots, n_1$.

Представим

$$P_0(i) = P_0 + \Delta P_0(i), \quad \tilde{P}_0(i) = \tilde{P}_0 + \Delta \tilde{P}_0(i),$$

где $\Delta P_0(i)$, $\Delta \tilde{P}_0(i)$ – связанные с нестабильностью флуктуационные составляющие мощности излучения лазера относительно средних значений P_0 , $\tilde{P}_0$.

Считаем, что

$$\Delta P_0(i), \Delta \tilde{P}_0(i), \xi_1(i), \tilde{\xi}_1(i), \xi_2(i), \tilde{\xi}_2(i), \quad i=1, 2, \dots, n_1,$$

– независимые случайные величины, распределённые по нормальному закону с нулевыми средними значениями M и дисперсиями D соответственно:

$$\begin{aligned} M\{\Delta P_0(i)\} &= M\{\Delta \tilde{P}_0(i)\} = M\{\xi_1(i)\} = \\ &= M\{\tilde{\xi}_1(i)\} = M\{\xi_2(i)\} = M\{\tilde{\xi}_2(i)\} = 0; \\ D\{\xi_1(i)\} &= D\{\tilde{\xi}_1(i)\} = \sigma_1^2; \quad D\{\xi_2(i)\} = D\{\tilde{\xi}_2(i)\} = \sigma_2^2; \\ D\{\Delta P(i)\} &= D\{\Delta \tilde{P}(i)\} = \sigma_P^2. \end{aligned}$$

Тогда с учётом (1) получим

$$\begin{cases} \bar{U}_1 = M\{U_1(i)\} = P_0 K_{отр} K_{СИ1}; \\ \bar{U}_2 = M\{U_2(i)\} = P_0 K_{д} K_{отр} K_{СИ2}; \\ \bar{U}_1^* = M\{\tilde{U}_1(i)\} = \tilde{P}_0 K_{д} K_{отр} K_{СИ1}; \\ \bar{U}_2^* = M\{\tilde{U}_2(i)\} = \tilde{P}_0 K_{отр} K_{СИ2}. \end{cases} \quad (4)$$

Сформулируем задачу обработки результатов измерений для получения наиболее вероятной оценки коэффициента деления ОД. Для этого необходимо минимизировать суммы квадратов следующих отклонений в зависимости от входящих в (4) параметров [5]:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{n_1} [U_1(i) - \bar{U}_1]^2 = \sum_{i=1}^{n_1} [U_1(i) - P_0 K_{отр} K_{СИ1}]^2 \Rightarrow \min; \\ \sum_{i=1}^{n_1} [U_2(i) - \bar{U}_2]^2 = \sum_{i=1}^{n_1} [U_2(i) - P_0 K_{д} K_{отр} K_{СИ2}]^2 \Rightarrow \min; \\ \sum_{i=1}^{n_1} [\tilde{U}_1(i) - \bar{U}_1^*]^2 = \sum_{i=1}^{n_1} [\tilde{U}_1(i) - \tilde{P}_0 K_{д} K_{отр} K_{СИ1}]^2 \Rightarrow \min; \\ \sum_{i=1}^{n_1} [\tilde{U}_2(i) - \bar{U}_2^*]^2 = \sum_{i=1}^{n_1} [\tilde{U}_2(i) - \tilde{P}_0 K_{отр} K_{СИ2}]^2 \Rightarrow \min. \end{cases} \quad (5)$$

Продифференцируем (5) по параметрам $K_{отр}$, $K_{д}$, $K_{СИ1}$, $K_{СИ2}$ и получим систему для определения оптимальной оценки коэффициента деления ОД:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{n_1} U_1(i) - n_1 P_0 K_{отр} K_{СИ1} = 0; \\ \sum_{i=1}^{n_1} U_2(i) - n_1 P_0 K_{д} K_{отр} K_{СИ2} = 0; \\ \sum_{i=1}^{n_1} \tilde{U}_1(i) - n_1 \tilde{P}_0 K_{д} K_{отр} K_{СИ1} = 0; \\ \sum_{i=1}^{n_1} \tilde{U}_2(i) - n_1 \tilde{P}_0 K_{отр} K_{СИ2} = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Из уравнений системы (6) следует, что оптимальная оценка коэффициента деления ОД:

$$\hat{K}_{д} = \sqrt{\hat{K}_{д1} \hat{K}_{д2}} = \sqrt{\frac{\hat{\bar{U}}_1^* \hat{\bar{U}}_2}{\hat{\bar{U}}_2^* \hat{\bar{U}}_1}}, \quad (7)$$

где

$$K_{д1} = \mu K_{д} = \bar{U}_1^* / \bar{U}_2^*; \quad K_{д2} = K_{д} / \mu = \bar{U}_2 / \bar{U}_1; \quad (8)$$

$$\mu = K_{СИ1} / K_{СИ2};$$

$$\hat{U}_1 = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} U_1(i); \quad \hat{U}_2 = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} U_2(i);$$

$$\hat{U}_1^* = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} \tilde{U}_1(i); \quad \hat{U}_2^* = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} \tilde{U}_2(i).$$

Таким образом, формула (7) представляет наиболее вероятную оценку коэффициента деления ОД. Из (7), (8) следует, что оценка коэффициента деления ОД не зависит от коэффициентов преобразования $K_{СИ1}$, $K_{СИ2}$ в случае их неизменности, т. е. для линейных СИ, имеющих разные угловые коэффициенты наклона функции преобразования, зависимость K_d от мощности исключена. Учитывая, что измерения мощности проводятся, как правило, на интервалах линейности, полученный вывод подчёркивает преимущество способа определения коэффициента деления, связанного с перестановкой применяемых СИ.

Определим статистические характеристики оценки (7).

Математическое ожидание $\bar{K}_d = M\{\hat{K}_d\}$ и дисперсия $D(\hat{K}_d)$ оценки коэффициента деления $\hat{K}_d$ при условии малых погрешностей измерения величин $K_{д1}$, $K_{д2}$ может быть найдена линеаризацией выражения (7) [6].

Откуда после преобразований следует, что $\bar{K}_d = K_d$,

$$D(\hat{K}_d) = [D(\hat{K}_{д1})/\mu^2 + \mu^2 D(\hat{K}_{д2})]/4. \quad (9)$$

Входящие в (9) дисперсии $D(\hat{K}_{д1})$, $D(\hat{K}_{д2})$ отношений сигналов (8), можно получить по формулам [7]:

$$D(\hat{K}_{д1}) = \mu^2 K_d^2 \left[(\sigma_{\bar{U}_1^*}/\bar{U}_1^*)^2 + (\sigma_{\bar{U}_2^*}/\bar{U}_2^*)^2 - 2\text{cov}(\hat{U}_1^*, \hat{U}_2^*)/(\bar{U}_1^* \bar{U}_2^*) \right]; \quad (10)$$

$$D(\hat{K}_{д2}) = K_d^2/\mu^2 \left[(\sigma_{\bar{U}_1}/\bar{U}_1)^2 + (\sigma_{\bar{U}_2}/\bar{U}_2)^2 - 2\text{cov}(\hat{U}_1, \hat{U}_2)/(\bar{U}_1 \bar{U}_2) \right]. \quad (11)$$

При этом можно записать ковариации, входящие в выражения (10), (11), и дисперсии в следующем виде:

$$\text{cov}(\hat{U}_1^*, \hat{U}_2^*) = \text{cov}(\hat{U}_1, \hat{U}_2) = (\sigma_P^2 K_{пр} K_{отр} K_{СИ1} K_{СИ2})/n_1;$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\bar{U}_1^*}^2 &= (\sigma_P^2 K_{пр}^2 K_{СИ1}^2 + \sigma_1^2)/n_1; \\ \sigma_{\bar{U}_2^*}^2 &= (\sigma_P^2 K_{отр}^2 K_{СИ2}^2 + \sigma_2^2)/n_1; \\ \sigma_{\bar{U}_1}^2 &= (\sigma_P^2 K_{отр}^2 K_{СИ1}^2 + \sigma_1^2)/n_1; \\ \sigma_{\bar{U}_2}^2 &= (\sigma_P^2 K_{пр}^2 K_{СИ2}^2 + \sigma_2^2)/n_1. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Подставим (4), (12) в (10), (11) и запишем

$$D(\hat{K}_{д1}) = \mu^2 K_d^2 \left[\frac{\sigma_1^2}{(\tilde{P}_0 K_{пр} K_{СИ1})^2} + \frac{\sigma_2^2}{(\tilde{P}_0 K_{отр} K_{СИ2})^2} \right] / n_1;$$

$$D(\hat{K}_{д2}) = \frac{K_d^2}{n_1 \mu^2} \left[\frac{\sigma_1^2}{(P_0 K_{отр} K_{СИ1})^2} + \frac{\sigma_2^2}{(P_0 K_{пр} K_{СИ2})^2} \right].$$

Тогда для дисперсии оценки коэффициента деления (9) получим

$$D(\hat{K}_d) = K_d^2 (\tilde{\delta}_{СИ1}^2 + \delta_{СИ1}^2 + \tilde{\delta}_{СИ2}^2 + \delta_{СИ2}^2) / (4n_1); \quad (13)$$

$$\tilde{\delta}_{СИ1} = \sigma_1 / (\tilde{P}_0 K_{пр} K_{СИ1});$$

$$\delta_{СИ1} = \sigma_1 / (P_0 K_{отр} K_{СИ1});$$

$$\tilde{\delta}_{СИ2} = \sigma_2 / (\tilde{P}_0 K_{отр} K_{СИ2});$$

$$\delta_{СИ2} = \sigma_2 / (P_0 K_{пр} K_{СИ2}).$$

Входящие в (13) произведения $\tilde{P}_0 K_{пр} K_{СИ1}$, $P_0 K_{отр} K_{СИ1}$, $\tilde{P}_0 K_{отр} K_{СИ2}$ и $P_0 K_{пр} K_{СИ2}$ представляют выходные значения измеренных сигналов СИ1 и СИ2 соответственно, а слагаемые являются относительными дисперсиями измерений этих сигналов. Если случайная погрешность СИ слабо зависит от интенсивности излучения, то можно считать $\tilde{\delta}_{СИ1} \approx \delta_{СИ1}$, $\tilde{\delta}_{СИ2} \approx \delta_{СИ2}$, и для относительной дисперсии оценки коэффициента деления ОД запишем следующее выражение:

$$\delta_{K_d}^2 \approx \frac{D(\hat{K}_d)}{K_d^2} = \frac{\delta_{СИ1}^2 + \delta_{СИ2}^2}{2n_1}.$$

Погрешность определения коэффициента деления с коэффициентами преобразования СИ, зависящими от мощности излучения. Теперь снимем предположение о неизменности коэффициентов преобразований в зависимости от мощности излучения, поступающего на СИ1, СИ2, тогда $K_{СИ1}(P)$ и $K_{СИ2}(P)$ – функции от мощности P .

В соответствии с функциональной схемой [1] на СИ1 поступает сначала отражённое от передней грани излучение мощностью $P_1 = P_0 K_{отр}$, при этом коэффициент преобразования СИ1 равен $K_{СИ1}(P_1)$, далее – излучение мощностью $P_1^* = \tilde{P}_0 K_{пр}$, прошедшее через ОД, коэффициент преобразования $K_{СИ1}(P_1^*)$. Аналогично на СИ2 поступает сначала излучение мощностью $P_2 = P_0 K_{пр}$, прошедшее через ОД, в этом случае коэффициент преобразования составляет $K_{СИ2}(P_2)$, затем отражённое от передней грани излучение мощностью $P_2^* = \tilde{P}_0 K_{отр}$, коэффициент преобразования $K_{СИ2}(P_2^*)$.

В этом случае выражение (7) можно записать в виде

$$\hat{K}_D = \sqrt{K_{D1}K_{D2}} = \gamma K_D,$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{K_{СИ2}(P_2)K_{СИ1}(P_1^*)}{K_{СИ2}(P_2^*)K_{СИ1}(P_1)}}. \quad (14)$$

Параметр γ , в данном случае не равный единице, связан с относительной погрешностью определения коэффициента деления ОД из-за нелинейности СИ $\delta_{нл}$:

$$\delta_{нл} = (\hat{K}_D - K_D) / K_D = \gamma - 1. \quad (15)$$

В случае слабой зависимости $K_{СИ1}(P)$, $K_{СИ2}(P)$ от мощности излучения параметр γ будет близок к единице. При использовании оценки (14) следует применять идентичные СИ, имеющие одинаковый динамический диапазон и близкие значения погрешности измерений.

Определим наибольший диапазон значений для погрешности (15). Считая, что отсутствуют данные о функциональной зависимости коэффициентов преобразования от мощности излучения, ограничимся тем, что в результате эксперимента определены только наибольшие абсолютные отклонения результатов измерений мощности СИ1, СИ2 от некоторого общего среднего значения $\bar{K}$, равные $\Delta K_{СИ1} > 0$, $\Delta K_{СИ2} > 0$.

Тогда имеют место неравенства

$$\bar{K} - \Delta K_{СИ2} \leq K_{СИ2}(P) \leq \bar{K} + \Delta K_{СИ2};$$

$$\bar{K} - \Delta K_{СИ1} \leq K_{СИ1}(P) \leq \bar{K} + \Delta K_{СИ1},$$

и для параметра γ справедлива оценка

$$\sqrt{\frac{1-\theta_{СИ2}}{1+\theta_{СИ2}} \frac{1-\theta_{СИ1}}{1+\theta_{СИ1}}} \leq \gamma \leq \sqrt{\frac{1+\theta_{СИ2}}{1-\theta_{СИ2}} \frac{1+\theta_{СИ1}}{1-\theta_{СИ1}}}, \quad (16)$$

где $\theta_{СИ1} = \Delta K_{СИ1} / \bar{K}$, $\theta_{СИ2} = \Delta K_{СИ2} / \bar{K}$ – относительные погрешности нелинейности СИ (рисунок).

Обозначив $\theta^* = \max(\theta_{СИ1}, \theta_{СИ2})$ и считая, что $\theta_{СИ2}, \theta_{СИ1} \ll 1$, для оценок (15), (16) приближённо запишем

$$1 - 2\theta^* \leq \gamma \leq 1 + 2\theta^* \Rightarrow -2\theta^* \leq \delta_{нл} \leq 2\theta^*. \quad (17)$$

Из (17) следует, что наибольший возможный разброс значений параметра γ составляет $4\theta^*$, что определяет интервал значений погрешности нелинейности $\delta_{нл}$. Если рассматривать её как неисключённую систематическую погрешность, считая закон распределения параметра γ равномерным, для его относительного среднего квадратического отклонения получим $\sigma_{нл} = 2\theta^* / \sqrt{3} \approx 1,15\theta^*$. Так, для достижения $\sigma_{нл} < 0,5\%$ необходимо, чтобы $\theta^* < 0,43\%$.

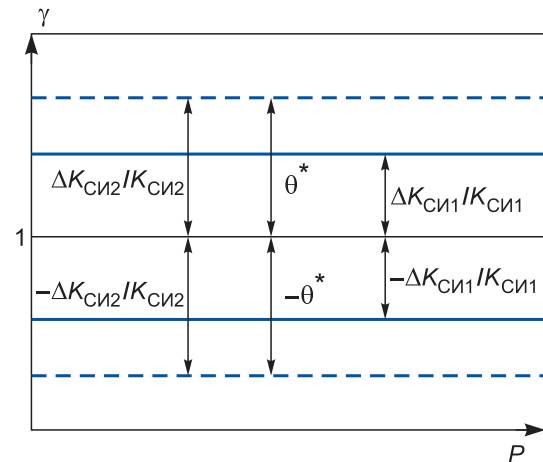
Заметим, что данная оценка представляет наихудший результат, когда не устанавливается зависимость коэффициентов преобразования СИ от мощности. При необходимости эта зависимость может быть получена в процессе предварительных экспериментальных исследований СИ1, СИ2 в точках передачи единицы и определено более точное значение погрешности нелинейности.

Определение контрольного параметра и его доверительного интервала. Конструкция ОД позволяет в реальном масштабе времени отслеживать его характеристики при передаче единицы мощности и в случае необходимости принимать решение о приостановке измерений.

В режиме передачи единицы мощности функциональная схема изменяется [1]. На пути пучка, отражённого от передней грани ОД, размещается эталонный преобразователь (ЭП), на пути пучка, отражённого от задней грани ОД, устанавливается дополнительное средство измерений (ДСИ) мощности излучения, а в пучок, проходящий через ОД, устанавливается калибруемое СИ. Для определения контрольного параметра $\hat{K}_{к.п}(i)$, $i = 1, 2, \dots, n_2$ в процессе передачи единицы мощности СИ измеряется мощность излучения ДСИ $P_{ДСИ}(i)$, $i = 1, 2, \dots, n_2$ и вычисляется отношение текущих показаний ЭП и ДСИ:

$$\hat{K}_{к.п}(i) = P_{ЭП}(i) / P_{ДСИ}(i), \quad i = 1, 2, \dots, n_2. \quad (18)$$

В результате возможных дестабилизирующих факторов, действующих во время передачи единицы мощности, могут изменяться коэффициенты отражения от передней и задней граней ОД, что приведёт к изменению коэффициента деления ОД и контрольного параметра. Выход контрольного параметра в i -м измерении за пределы, определённые доверительным интервалом с заданной доверительной вероятностью, рассматривается как нарушение достоверности



Интервалы изменения относительной погрешности нелинейности средств измерений

Intervals of change in the relative error of the nonlinearity of the measuring instruments

калибровки СИ и требует её приостановки до выяснения причин. Одновременно с изменением коэффициентов отражения изменяется и доверительный интервал, поэтому в каждом цикле измерений его значение необходимо уточнять.

В соответствии с алгоритмом определения контрольного параметра запишем [1]:

$$\left. \begin{aligned} P_{\text{ДСИ}}(i) &= P(i)K_{\text{отр.1}} + \xi_{\text{ДСИ}}(i), \quad i=1, 2, \dots, n_2; \\ P_{\text{ЭП}}(i) &= P(i)K_{\text{отр}} + \xi_{\text{ЭП}}(i), \quad i=1, 2, \dots, n_2, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где $P(i) = P + \Delta P(i)$, $\Delta P(i)$ – связанная с нестабильностью флуктуационная составляющая мощности излучения лазера относительно среднего значения P ; $\xi_{\text{ДСИ}}(i)$, $\xi_{\text{ЭП}}(i)$, – погрешности измерения мощности излучения ДСИ и ЭП соответственно; $K_{\text{отр.1}}$ – коэффициент отражения излучения от задней грани ОД.

Считаем $\Delta P(i)$, $\xi_{\text{ДСИ}}(i)$, $\xi_{\text{ЭП}}(i)$, $i=1, 2, \dots, n_2$ независимыми случайными величинами, распределёнными по нормальному закону с нулевыми средними значениями и дисперсиями:

$$D\{\Delta P(i)\} = \sigma_P^2; \quad D\{\xi_{\text{ДСИ}}(i)\} = \sigma_{\text{ДСИ}}^2; \quad D\{\xi_{\text{ЭП}}(i)\} = \sigma_{\text{ЭП}}^2.$$

Ширина доверительного интервала $d_{\text{к.п}}$ заданной вероятности α для контрольного параметра (18), представляющего отношение случайных величин η_1 и η_2 с математическими ожиданиями $M(\eta_1)$, $M(\eta_2)$ и дисперсиями $\sigma^2(\eta_1)$, $\sigma^2(\eta_2)$, где $\eta_1 = P_{\text{ЭП}}(i)$, $\eta_2 = P_{\text{ДСИ}}(i)$, определяется по формуле [7, 8]:

$$d_{\text{к.п}} \approx 2zm \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2 - 2\gamma_1\gamma_2 r};$$

$$m = M(\eta_1)/M(\eta_2);$$

$$\gamma_1 = \frac{\sigma(\eta_1)}{M(\eta_1)}; \quad \gamma_2 = \frac{\sigma(\eta_2)}{M(\eta_2)},$$

где m – медиана распределения; r – коэффициент корреляции; z – решение уравнения:

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-t^2/2} dt = \frac{\alpha}{2}.$$

Запишем дисперсии величин, входящих в (19):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{P_{\text{ДСИ}}}^2 &= \sigma_P^2 K_{\text{отр.1}}^2 + \sigma_{\text{ДСИ}}^2; \\ \sigma_{P_{\text{ЭП}}}^2 &= \sigma_P^2 K_{\text{отр}}^2 + \sigma_{\text{ЭП}}^2. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Из (18) и (19) следует:

$$m = K_{\text{отр}}/K_{\text{отр.1}}; \quad r = \sigma_P^2 K_{\text{отр}} K_{\text{отр.1}};$$

$$M(\eta_1) = PK_{\text{отр}}; \quad \sigma^2(\eta_1) = \sigma_{P_{\text{ЭП}}}^2;$$

$$M(\eta_2) = PK_{\text{отр.1}}; \quad \sigma^2(\eta_2) = \sigma_{P_{\text{ДСИ}}}^2.$$

Тогда с учётом (20) имеем

$$d_{\text{к.п}} \approx \frac{2zK_{\text{отр}}}{K_{\text{отр.1}}} \sqrt{\delta_{\text{ЭП}}^2 + \delta_{\text{ДСИ}}^2}, \quad (21)$$

где $\delta_{\text{ЭП}}^2 = (\sigma_{\text{ЭП}}/PK_{\text{отр}})^2$, $\delta_{\text{ДСИ}}^2 = (\sigma_{\text{ДСИ}}/PK_{\text{отр.1}})^2$ – относительные дисперсии случайных погрешностей измерения мощности ЭП и ДСИ соответственно.

Для нахождения доверительного интервала по формуле (21) в каждом цикле передачи единицы мощности экспериментально определяются и запоминаются до следующего цикла измерений медиана m распределения контрольного параметра и относительные дисперсии распределения величин $\eta_1 = P_{\text{ЭП}}(i)$, $\eta_2 = P_{\text{ДСИ}}(i)$ в серии из n_2 измерений ($n_2 > 30$):

$$m = m\{\hat{K}_{\text{к.п}}(i)\} = \bar{P}_{\text{ЭП}}/\bar{P}_{\text{ДСИ}};$$

$$\delta_{\text{ЭП}}^2 = \sum_{i=1}^{n_2} (P_{\text{ЭП}}(i) - \bar{P}_{\text{ЭП}})^2 / (\bar{P}_{\text{ЭП}}^2 n_2);$$

$$\delta_{\text{ДСИ}}^2 = \sum_{i=1}^{n_2} (P_{\text{ДСИ}}(i) - \bar{P}_{\text{ДСИ}})^2 / (\bar{P}_{\text{ДСИ}}^2 n_2),$$

где

$$\bar{P}_{\text{ЭП}} = \frac{1}{n_2} \sum_{i=1}^{n_2} P_{\text{ЭП}}(i); \quad \bar{P}_{\text{ДСИ}} = \frac{1}{n_2} \sum_{i=1}^{n_2} P_{\text{ДСИ}}(i).$$

В соответствии с [7] для среднеквадратического отклонения контрольного параметра при малых погрешностях измерения также справедлива следующая оценка:

$$\sigma_{\text{к.п}} \approx \frac{K_{\text{отр}}}{K_{\text{отр.1}}} \sqrt{\delta_{\text{ЭП}}^2 + \delta_{\text{ДСИ}}^2} \Rightarrow d_{\text{к.п}} \approx 2z\sigma_{\text{к.п}}.$$

Так, считая $\alpha = 0,995$, получим $z = 2,81$, откуда $d_{\text{к.п}} \approx 5,62\sigma_{\text{к.п}}$. Тогда с вероятностью $\alpha = 0,995$ контрольный параметр в каждом измерении находится в доверительном интервале

$$m - 2,81\sigma_{\text{к.п}} < \hat{K}_{\text{к.п}}(i) < m + 2,81\sigma_{\text{к.п}}, \quad i = 1, 2, \dots, n_2. \quad (22)$$

Если значение контрольного параметра выходит за пределы интервала (см. (22)), то процесс передачи единицы должен быть приостановлен для уточнения значения коэффициента деления ОД.

Определим зависимость ширины доверительного интервала от изменения коэффициентов отражения от передней и задней граней ОД.

Так как $\delta_{\text{ЭП}}^2 \ll \delta_{\text{ДСИ}}^2$, то из (21) следует

$$d_{\text{к.п}} \approx (2z\delta_{\text{ДСИ}}K_{\text{отр}})/K_{\text{отр.1}}.$$

В результате действия дестабилизирующих факторов могут измениться коэффициенты отражения от передней и задней граней ОД $K_{\text{отр}}$, $K_{\text{отр.1}}$ на $\Delta K_{\text{отр}}$, $\Delta K_{\text{отр.1}}$ соответственно. Исходя из (21) можно показать, что при условии $\Delta K_{\text{отр}}/K_{\text{отр}} \ll 1$, $\Delta K_{\text{отр.1}}/K_{\text{отр.1}} \ll 1$ доверительный интервал также изменится:

$$\hat{d}_{\text{к.п}} \approx d_{\text{к.п}} \left(1 + \frac{\Delta K_{\text{отр}}}{K_{\text{отр}}} - \frac{\Delta K_{\text{отр.1}}}{K_{\text{отр.1}}} \right).$$

Изменение относительной ширины интервала определим как

$$\delta_{\text{к.п}} = \left| \frac{\hat{d}_{\text{к.п}} - d_{\text{к.п}}}{d_{\text{к.п}}} \right| \approx \left| \frac{\Delta K_{\text{отр}}}{K_{\text{отр}}} - \frac{\Delta K_{\text{отр.1}}}{K_{\text{отр.1}}} \right|.$$

Изменение ширины доверительного интервала $\delta_{\text{к.п}}$ сверх установленного в результате исследования метрологических характеристик ОД значения $\delta_{\text{уст}}$ ($\delta_{\text{к.п}} > \delta_{\text{уст}}$) свидетельствует об изменении характеристик ОД и также требует уточнения коэффициента деления ОД.

Заключение. Предложенная оценка коэффициента деления (7) является наиболее вероятной, минимизирующей суммы квадратов отклонений (5), и уменьшает влияние коэффициентов преобразования применяемых СИ на результат.

Наибольший интервал погрешности оценки коэффициента деления, обусловленной нелинейностью чувствительности применяемых СИ, определяется выражением (17). При необходимости, для уменьшения погрешности нелинейности следует устанавливать вид функции преобразования применяемых СИ или их коэффициентов преобразования от мощности излучения в точках передачи единицы мощности.

Оценка контрольного параметра и ширины его доверительного интервала позволяет в реальном масштабе времени контролировать достоверность передачи единицы мощности калибруемым СИ.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП высокоточных измерительных технологий в области фотоники (скр.vniiofi.ru), созданного на базе ФГУП «ВНИИОФИ» и поддержанного Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения № 05.595.21.0005 (уникальный идентификатор RFMEF159519X0005).

Список литературы

1. Колпаков А. И., Райцин А. М., Улановский М. В. Метод передачи единицы мощности высокоинтенсивного

лазерного излучения // Измерительная техника. 2020. № 6. С. 17–21. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2020-6-17-21>

2. Горноста́й А. В., Оди́ноков С. Б. Метод расчета дифракционных делителей пучков лазерного излучения со спектральной селекцией на основе бихромированной желатины // Компьютерная оптика. 2016. Т. 40. № 1. С. 45–50. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2016-40-1-45-50>

3. Длу́гунович В. А., Исаевич А. В., Крупле́вич Е. А., Насе́нник Л. Н. Влияние характеристик излучения лазеров на точность калибровки средств измерений // Приборы и методы измерений. 2015. Т. 6. № 1. С. 31–38.

4. Длу́гунович В. А., Исаевич А. В., Крупле́вич Е. А. Методика калибровки средств измерений средней мощности лазерного излучения // Материалы VIII Международной научно-технической конференции «Метрология и измерительная техника» (Метрология 2012), Харьков 2012. С. 315–318.

5. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. М.: Физматгиз, 1962, 352 с.

6. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М.: Наука. 1969, 576 с.

7. Райцин А. М. Измерение отношения двух нормально распределённых случайных величин // Измерительная техника. 2012. № 9. С. 7–11.

8. Кендалл М., Стюарт А. Теория распределений. М.: Наука, 1966, 588 с.

References

1. Kolpakov A. I., Raitsin A. M., Ulanovskii M. V., *Izmeritel'naya Tekhnika*, 2020, no. 6, pp. 17–21 (in Russian). <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2020-6-17-21>

2. Gornostai A. V., Odinkov S. B., *Computer Optics*, 2016, vol. 40, no. 1, pp. 45–50 (in Russian). <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2016-40-1-45-50>

3. Dlugunovich V. A., Isaevich A. V., Kruplevich E. A., Nasennik L. N., *Devices and Methods of Measurements*, 2015, vol. 6, no. 1, pp. 31–38 (in Russian).

4. Dlugunovich V. A., Isaevich A. V., Kruplevich E. A., *Proceedings of the VIII International Conference "Metrologiya i izmeritel'naya tekhnika"* (Metrologiya 2012), Khar'kov 2012, pp. 315–318 (in Russian).

5. Linnik Yu. V., *Metod naimen'shikh kvadratov i osnovy matematiko-statisticheskoi teorii obrabotki nablyudenii*, Moscow, Fizmatgiz Publ., 1962, 352 p.

6. Venttsel' E. S., *Teoriya veroyatnostei*, Moscow, Nauka Publ., 1969, 576 p.

7. Raitsin A. M., *Measurement Techniques*, 2012, vol. 55, no. 9, pp. 971–977. <https://doi.org/10.1007/s11018-012-0084-y>

8. Kendall M., Stuart A., *Teoriya raspredelenii*, M., Moscow, Nauka Publ., 1966, 588 p.

Дата поступления: 13.03.2020.

Дата принятия: 22.04.2020.

Metrological characteristics of measuring laser power divider

Aleksandr I. Kolpakov¹, Arkady M. Raitsin², Michael V. Ulanovskii¹

¹All-Russian Research Institute of Optical and Physical Measurements, Moscow, Russian Federation,
e-mail: 1978fox@mail.ru, ulanovsky@vniiofi.ru

²Moscow Technical University of Communications and Informatics, Moscow, Russian Federation,
e-mail: arcadiyram@rambler.ru

An analysis of the errors of the measuring optical power divider of laser radiation, which is used to transmit a unit of average power of high-intensity laser radiation and is structurally made in the form of a wedge, is carried out. The error of the division ratio, which affects the accuracy of the unit transmission, is determined. The estimation of the random component of the division coefficient error is carried out and it is shown that the proposed method for its determination, based on the rearrangement of the used measuring instruments, gives the most probable estimate. The error caused by the nonlinearity of the measuring instruments that determine the division coefficient is investigated, and its largest interval is estimated. It is shown that in the case of invariability of the conversion coefficients of the used measuring instruments on the laser radiation power, the method makes it possible to exclude the dependence of the error in determining the division coefficient on the mentioned coefficients, and in another case, to reduce their influence on the transmission error. The possibility of controlling the division factor of the divider by determining the control parameter and its confidence interval when transmitting a unit of radiation power is substantiated; a formula for calculating this interval in each measurement cycle is obtained. It is shown that the value of the parameter and the change in the confidence interval can be used to control the reliability of the transmission of the unit of power to the calibrated measuring instrument in real time.

Key words: metrology, methods for measuring laser parameters, calibration of measuring instruments, transmission of a unit of power, measuring power divider, error.

Применение нейронных сетей для обработки фазохронометрической измерительной информации

Д. Д. Болдасов, Ю. В. Дроздова, А. С. Комшин, А. Б. Сырицкий

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (Национальный исследовательский университет), Москва, Российская Федерация, e-mail: boldasovd@gmail.com, juliadrozhdova99@mail.ru, komshin_as@mail.ru, syritsky@yandex.ru

Рассмотрены вопросы применения нейросетевой технологии в различных областях деятельности. Описана методика обработки измерительной фазохронометрической информации, основанная на работе нейронных сетей. Новизна предлагаемого подхода заключается в выборе классификационного признака и применении алгоритма персептрона для двоичной классификации. Выполнена простейшая двоичная классификация режимов работы токарного станка – холостого хода или резания.

Ключевые слова: фазохронометрический метод, обработка измерительной информации, перцептрон, мониторинг процесса резания.

Введение. В настоящее время нейросетевые технологии применяются во множестве сфер деятельности человека, начиная от простейших мобильных приложений и заканчивая обработкой объёмных массивов данных научных исследований. Во всём мире нейросетевые интерфейсы служат для обработки измерительной информации, в том числе в области металлообработки [1–5]. На базе нейросетевых технологий создаются инновационные системы диагностики и мониторинга, востребованные при виброизмерениях, измерениях сил резания, нагрузки на шпиндель и пр. Нейросетевые технологии успешно применяются для обработки измерительной фазохронометрической информации [6–8].

Цель настоящей работы – апробация нейросетевых подходов к обработке фазохронометрической измерительной информации для диагностики состояния режущего инструмента в процессе точения.

Фазохронометрическая система. Структура и принцип работы. Рассмотрим фазохронометрическую систему, состоящую из первичных преобразователей, которая установлена на шпиндель токарного станка. Конструктивно первичные преобразователи могут быть выполнены в виде шкал, разбивающих оборот ротора на фазы. В настоящей работе выбрано 5000 фаз, этого количества достаточно для обеспечения необходимой ширины спектральной функции. В прототипе измерительного канала системы используются угловые датчики типа ЛИР (СКБ-ИС, Россия) с фотоэлектрическим принципом действия. Они отличаются высокой точностью выполнения информационного элемента – измерительного лимба, делящего оборот на фазы, высокой надёжностью и приемлемой стоимостью.

Блок обработки информации – импульсного выходного сигнала датчиков – представляет собой средство измерений (СИ) интервалов времени между импульсами сигнала первичного преобразователя. На рис. 1 приведена схема измерения условной величины x , характеризующей вращение шпинделя. Здесь $f(x, t)$ – сигнал датчика; $F(x, t)$ – совокупность результатов измерений интервалов времени; $G(x, t)$, $H(x, t)$ – случайные возмущения. Измерение интервалов времени происходит в два этапа. На первом этапе с использованием компараторов оцифровывается сигнал $f(x, t)$, на втором – с применением встроенных счётчика и высокочастотного генератора измеряется временной интервал. В результате последовательности подобных измерений формируется ряд интервалов времени $F(x, t)$, алгоритм обработки которого зависит от диагностических признаков износа. Графическое представление временного ряда принято называть хронограммой вращения. Принципиальная схема первичного преобразователя и СИ

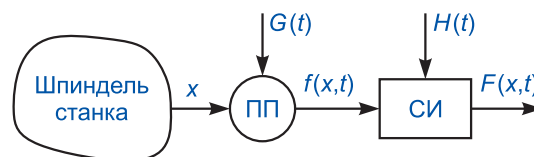


Рис. 1. Схема измерения:

ПП – первичный преобразователь; СИ – средство измерений

Fig. 1. Measurement formation scheme:

PC – primary converter; MT – measuring tool

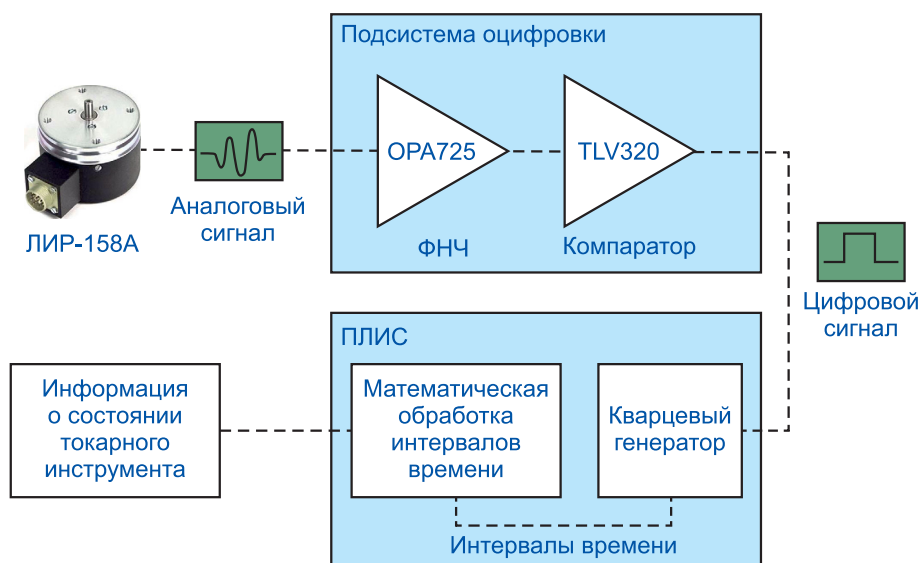


Рис. 2. Принципиальная схема фазохронометрической системы:
ПЛИС – программируемая логическая интегральная схема; ФНЧ – фильтр низких частот;
ЛИР-158А – модель углового энкодера

Fig. 2. Schematic diagram of the system:
FPGA – programmable logic integrated circuit; LPF – low-pass filter; ЛИР-158А – model of an angular encoder

представлена на рис. 2. Разбиение рабочего цикла осуществляется с помощью датчика угловых перемещений ЛИР-158А (СКБ-ИС, Россия). Аналоговый сигнал датчика поступает на вход подсистемы оцифровки. В этой подсистеме реализована дифференциальная схема измерения, которая позволяет вычесть помехи из сигнала и увеличить его амплитуду. Сигнал проходит фильтр нижних частот на основе операционного усилителя ОРА725 (Texas Instruments, США), а затем поступает на вход аналогового компаратора TLV320 (Texas Instruments, США), где формируется прямоугольный сигнал. Требуемая погрешность измерений интервалов времени составляет 10^{-7} с. На этапе оцифровки возможно искажение сигнала, поэтому аналоговая часть системы диагностики не должна вносить в результат измерения погрешность более 10^{-8} с. Необходимый уровень точности обеспечивается правильным выбором операционного усилителя и компараторов. Суммарная погрешность всех компонентов аналоговой платы не превышает $4 \cdot 10^{-8}$ с при дискретности измерений 5000 отсчётов за оборот.

Далее сигнал поступает на вход программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) DE0-Nano-SoC (Altera, США). В ПЛИС с помощью кварцевого генератора (50 МГц) измеряется интервал времени между изменениями состояния аналогового компаратора (из логического нуля в логическую единицу и наоборот). Далее измеренные интервалы обрабатываются по специальному алгоритму и формируется критерий оценки состояния токарной пластины. Использование ПЛИС на основе системы-на-кристалле позволяет реализовать файловую систему и алгоритм обработки информации непосредственно на

ПЛИС. Таким образом, нет необходимости задействовать одноплатный компьютер и разрабатывать алгоритм управления взаимодействия ПЛИС и компьютера, что уменьшает себестоимость и сложность архитектуры системы.

Метрологическое обеспечение фазохронометрической системы.

Рассмотренная система должна соответствовать ГОСТ Р 8.596-2002 «ГСИ. Метрологическое обеспечение измерительных систем. Основные положения». Так как авторы настоящей статьи пока не предполагают использовать описанную выше систему в сфере государственного метрологического контроля и надзора, то измерительный канал системы откалиброван согласно ПР 50.2.016-94 «ГСИ. Требования к выполнению калибровочных работ» поэлементно: отдельно первичный преобразователь и блок обработки данных.

На данный момент для первичных преобразователей типа ЛИР-158А 5-го класса точности изготовителем предусмотрены только процедуры контроля при выпуске, что неприемлемо при использовании

данного датчика в составе фазохронометрических систем. Калибровка выполнена путём сравнения показаний датчика с эталонным энкодером при одинаковом угловом перемещении их валов в диапазоне $0-360^\circ$. При этом обеспечена прослеживаемость к первичному эталону плоского угла. В качестве эталонного датчика выбран прецизионный энкодер (рабочий эталон) ЛИР-1170 (СКБ-ИС, Россия) 2-го класса точности с погрешностью $\pm 1,5''$ (№ 64111-16 в Госреестре СИ).

В состав стенда для калибровки (рис. 3) входят следующие устройства: калибруемый датчик ЛИР-158А; эталонный датчик ЛИР-1170; муфты датчиков ЛИР-801 и ЛИР-805 (СКБ-ИС, Россия); шаговый двигатель с двумя выходными валами 86HS118-6004B14 (CW-MOTOR, КНР); контроллер двигателя SMSD-4.2 (Fulling Motor, КНР); преобразователи сигналов ЛИР-960 (СКБ-ИС, Россия).

Результат калибровки представляет разность показаний датчиков, измеренных в 10 точках диапазона $0-360^\circ$, эта разность не должна превышать пределы паспортной погрешности ЛИР-158А.

Для калибровки блока обработки данных в качестве рабочего эталона авторы настоящей статьи предлагают использовать высокостабильный генератор сигналов, например, генератор 33611A (Keysight Technologies Microwave Products, США, свидетельство № 57738 об утверждении типа СИ). Выбор данного генератора обусловлен необходимостью воспроизведения тестовых данных и их поступления на дифференциальный вход блока обработки данных. На вход измерительного блока подаётся синусоидальный

сигнал напряжения амплитудой 1 В. Диапазон рабочих частот выбирают в соответствии с предполагаемыми частотами вращения диагностируемого рабочего органа оборудования. Например, частота вращения рабочего органа токарного станка составляет $180\text{--}3000\text{ мин}^{-1}$, ей соответствует диапазон частот генератора $1\text{--}60\text{ Гц}$. При этом значения рабочих частот переводят в интервалы времени, как это предусмотрено в используемом методе диагностики. Номинальное значение времени t , соответствующего каждой точке частоты, определяют по формуле

$$t = (vN)^{-1},$$

где v – частота; N – количество меток на лимбе (в данном случае $N=5000$ для ЛИР-158А).

Для реализации многократных измерений диапазон разбивают на 10 точек измерения и в каждой точке проводят по 10 измерений. Результаты измерений в каждой точке обрабатывают согласно ГОСТ 8.207-76 и оценивают относительную погрешность. Выбирают максимальное значение относительной погрешности, которое принимают за относительную погрешность δ калибруемого блока. Для принятия решения δ результатах калибровки сравнивают относительную погрешность калибруемого блока с заданным максимальным уровнем погрешности $\delta_{\max}$. В случае $\delta \leq \delta_{\max}$ выдаётся положительное заключение о дальнейшем использовании откалиброванного генератора.

При измерениях временных интервалов данные можно представить в виде упорядоченной конечной последовательности $x = [x^{(1)}, \dots, x^{(t)}]$. Первым опытом применения нейронных сетей в фазохронометрии стала разработка алгоритма определения фактического состояния станка (холостой ход или резание). Это необходимо для реализации мониторинга процесса обработки на токарных станках в качестве базовой функции фазохронометрической системы. Выявление начала/окончания процесса резания является задачей бинарной классификации, тогда можно определить состояние процесса следующим образом: класс 0 – холостой ход; класс 1 – процесс обработки. Переход состояния из одного класса в другой и наоборот для обоих процессов свидетельствует об изменении состояния станка. В общем виде задача ставится следующим образом:

$$a = b \rightarrow f \rightarrow S; \quad (1)$$

$$S: x \rightarrow 2^{s(x)}, \quad (2)$$

где b – алгоритм классификации [9]; f – процедура построения признаков описания набора сегментов; S – процедура сегментации; $s(x)$ – множество всех сегментов временного ряда x .

Под сегментом временного ряда следует понимать часть конечной последовательности $x = [x^{(1)}, \dots, x^{(t)}]$. Выбор длины сегмента зависит от условий получения первичных

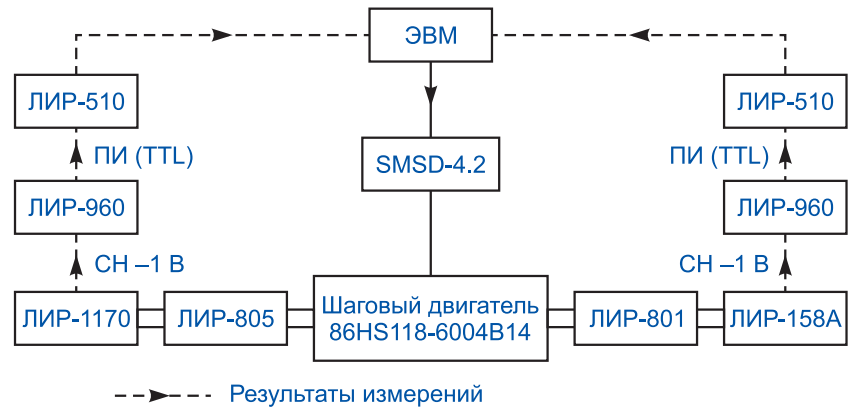


Рис. 3. Принципиальная схема стенда для калибровки первичного преобразователя ЛИР-158А:

ЛИР-1170 – эталонный датчик; ЛИР-801, ЛИР-805 – муфты соответствующих датчиков; SMSD-4.2 – контроллер шагового двигателя; ЛИР-960 – преобразователи сигналов; ПИ – прямоугольные импульсы; СН – сигнал по напряжению

Fig. 3. Schematic diagram of the stand for primary converter ЛИР-158А calibration: ЛИР-1170 – reference sensor; ЛИР-801, ЛИР-805 – couplings of the corresponding sensors; SMSD-4.2 – stepper motor controller; ЛИР-960 – signal converter; SW – square wave; VS – voltage signal

данных, требуемого быстродействия и признака классификации. Так как один оборот шпинделя станка разделён лимбом углового датчика на 5000 интервалов, то в первом приближении длина сегмента не превысит 5000 значений. При этом конечное значение длины сегмента определяют опытным путём по наибольшей точности классификации.

Классификационным признаком служит статистический критерий – среднее квадратическое отклонение (СКО), так как логично предположить, что холостой ход (класс 0) и процесс резания (класс 1) отличаются амплитудой значений временных интервалов. При холостом ходе на шпиндель станка не действуют внешние силы и значения каждого временного интервала стремятся к среднему значению (обратно пропорциональному текущей частоте вращения) с небольшим отклонением, определяемым точностью привода станка (рис. 4, а). В процесс резания вносят возмущения внешние силы, вызывающие более значительные колебания каждого временного интервала (рис. 4, б). Каждому сегменту соответствует вектор

$$\mathbf{y} = [y_1, y_2],$$

где y_1, y_2 – соответственно СКО и класс (0 или 1) сегмента.

В качестве алгоритма классификации применён однослойный перцептрон (singlelayer Perceptron) вида

$$b(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } \omega \mathbf{y} + b_1 > 0 \\ 0 & \text{иначе} \end{cases}, \quad (3)$$

где $\mathbf{y}$ – вектор входных значений (описывающий характеристики, которые соответствуют сегменту временного ряда x ;

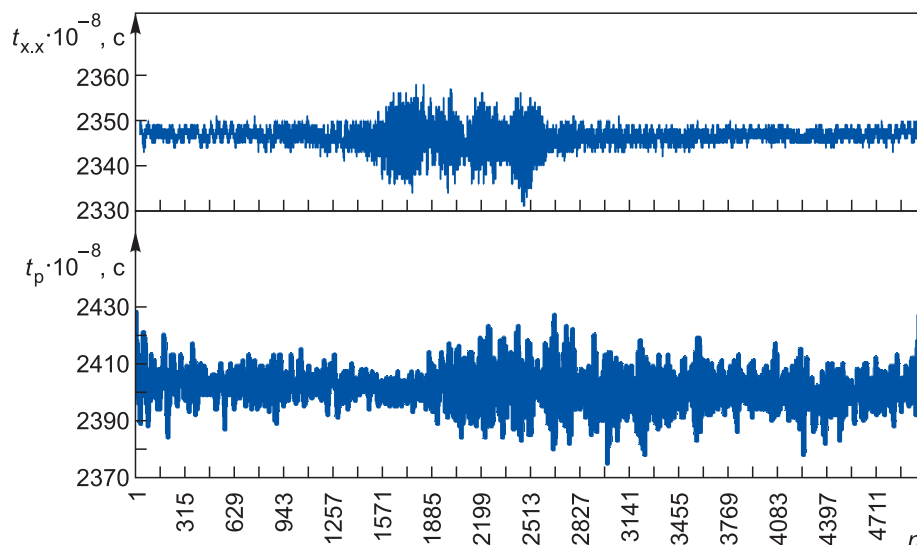


Рис. 4. Хронограммы вращения на холостом ходу ($t_{x, x}$) и в режиме резания (t_p); n – номер измерения

Fig. 4. Idle rotation chronogram ($t_{x, x}$) and chronogram of rotation in cutting mode (t_p); n – measurement number

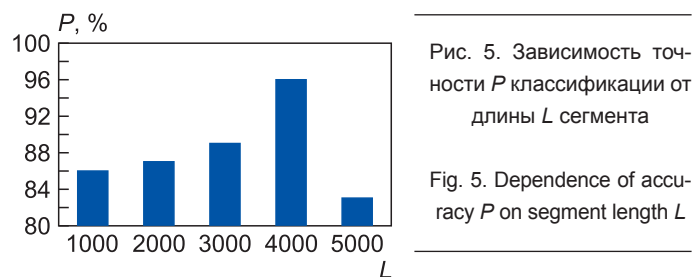


Рис. 5. Зависимость точности P классификации от длины L сегмента

Fig. 5. Dependence of accuracy P on segment length L

ω – вектор весов; b_1 – ошибка данного алгоритма классификации.

При разработке модели на языке Python 3.0 использована библиотека scikit-learn и встроенный в неё алгоритм перцептрона [10]. Эта библиотека хорошо оптимизирована, что критически важно при использовании ПЛИС при вычислениях на больших массивах данных.

Исходные данные для анализа – фазохронометрические портреты холостого хода на различных частотах и процесса резания при двух различных режимах. На диаграмме рис. 5 приведены зависимости точности классификации P от длины L сегментов. Точность максимальна ($P=96\%$) при 4000 значений в сегменте и уменьшается при $L > 4000$. Это может быть связано с явлением переобучения, когда алгоритм начинает излишне «приписывать» коэффициенты разграничивающей прямой к полученным данным. Дополнительно экспериментально определено, что при длине сегмента 3500 точность классификации также составляет 96 %. Таким образом, без потери точности можно на 12 % сократить количество данных в сегменте.

Кроме определения текущего состояния обработки станка (резание/холостой ход) нейросетевые алгоритмы можно

применять для онлайн-мониторинга текущего технического состояния режущего инструмента при точении. Одним из критериев, характеризующих износ инструмента, является изменение коэффициента корреляции Пирсона. При исследовании характера изменения данного параметра выявлена закономерность, позволяющая добавить подобный критерий в разрабатываемую методику с использованием фазохронометрической системы.

Закключение. Поиск методов и способов обработки фазохронометрической измерительной информации является сложной и актуальной задачей, решение которой позволит реализовать непрерывный измерительный мониторинг процесса резания. Аналогичные методы обработки измерительной информации можно применять при диагностике режущего инструмента и текущего состояния узлов станка, оптимизации режимов ре-

зания, а также оценке корректности настройки и работы станка. Высокий (96 %) уровень точности нейросетевого алгоритма доказывает его применимость для обработки больших массивов фазохронометрических данных в квазиреальном времени.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских учёных – докторов наук МД-1209.2020.8. Отдельные результаты поддержаны в рамках государственного задания № 0705-2020-0046 в сфере научной деятельности.

Отдельные результаты работ получены с применением оборудования Центра коллективного пользования высокоточных измерительных технологий в области фотоники (срп.vniiofi.ru), созданного на базе ФГУП «ВНИИОФИ».

Список литературы

1. Кабак И. С., Суханова Н. В., Гаделев А. М. Применение нейронных сетей при диагностике состояния режущего инструмента // Известия Кабардино-Балкарского государственного университета. 2012. Т. 2. № 4. С. 77–79.
2. Azmi A. I., *Advances in Engineering Software*, 2015, vol. 82, pp. 53–64. <https://doi.org/10.1016/j.advengsoft.2014.12.010>
3. Rizal M. et al., *Applied Soft Computing*, 2013, vol. 13, pp. 1960–1968. <https://doi.org/10.1016/j.asoc.2012.11.043>
4. Silva R. G., Reuben R. L., Baker K. J. and Wilcox S. J., *Mechanical Systems and Signal Processing*, 1998, vol. 12, pp. 319–332. <https://doi.org/10.1006/mssp.1997.0123>
5. Proteau A. et al., *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 2019, vol. 103, pp. 101–110. <https://doi.org/10.1007/s00170-019-03533-4>

6. Сырицкий А. Б. Измерение износа режущего инструмента фазохронометрическим методом в процессе обработки // Измерительная техника. 2016. № 6. С. 30–32.

7. Киселев М. И. Фазохронометрия: проблемы и перспективы // Приборы. 2016. № 10 (196). С. 51–54.

8. Boldasov D. D., Komshin A. S., Syritskii A. B., Method of Lathe Tool Condition Monitoring Based on the Phasechronometric Approach. In: Advances in Automation. RusAutoCon 2019, eds Radionov A., Karandaev A. Lecture Notes in Electrical Engineering, 2020, Springer, Cham, vol. 641. https://doi.org/10.1007/978-3-030-39225-3_82

9. Geurts P., Wehenkel L., *Knowledge Discovery in Databases: PKDD 2005*, Springer, 2005, pp. 478–485. https://doi.org/10.1007/11564126_48

10. Scikit-learn user guide Chapter 3 Supervised learning. Release 0.20.3 March 2019, available at: https://scikit-learn.org/stable/_downloads/scikit-learn-docs.pdf (accessed: 06.03.2019).

References

1. Kabak I. S., Sukhanova N. V., Gadelev A. M., *Izvestiya Kabardino-Balkarskogo gosudarstvennogo universiteta*, 2012, no. 4, vol. 2, pp. 77–79 (in Russian).

2. Azmi A. I., *Advances in Engineering Software*, 2015, vol. 82, pp. 53–64. <https://doi.org/10.1016/j.advengsoft.2014.12.010>

3. Rizal M. et al., *Applied Soft Computing*, 2013, vol. 13, pp. 1960–1968. <https://doi.org/10.1016/j.asoc.2012.11.043>

4. Silva R. G., Reuben R. L., Baker K. J. and Wilcox S. J., *Mechanical Systems and Signal Processing*, 1998, vol. 12, pp. 319–332. <https://doi.org/10.1006/mssp.1997.0123>

5. Proteau A. et al., *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 2019, vol. 103, pp. 101–110. <https://doi.org/10.1007/s00170-019-03533-4>

6. Syritskii A. B., *Measurement Techniques*, 2016, vol. 59, no. 6, pp. 595–599. <https://doi.org/10.1007/s11018-016-1014-1>

7. Kiselev M. I., *Pribory*, 2016, no. 10 (196), pp. 51–54 (in Russian).

8. Boldasov D. D., Komshin A. S., Syritskii A. B., Method of Lathe Tool Condition Monitoring Based on the Phasechronometric Approach. In: Advances in Automation. RusAutoCon 2019, eds Radionov A., Karandaev A. Lecture Notes in Electrical Engineering, 2020, Springer, Cham, vol. 641. https://doi.org/10.1007/978-3-030-39225-3_82

9. Geurts P., Wehenkel L., *Knowledge Discovery in Databases: PKDD 2005*, Springer, 2005, pp. 478–485. https://doi.org/10.1007/11564126_48

10. Scikit-learn user guide Chapter 3 Supervised learning. Release 0.20.3 March 2019, available at: https://scikit-learn.org/stable/_downloads/scikit-learn-docs.pdf (accessed: 06.03.2019).

Дата поступления: 18.03.2020.

Дата принятия: 20.04.2020.

Neural networks application for phasechronometric measurement information processing

Dmitriy D. Boldasov, Julia V. Drozdova, Alexander S. Komshin, Antony B. Syritskii

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation,
e-mail: boldasovd@gmail.com, juliadrozdova99@mail.ru, komshin_as@mail.ru, syritsky@yandex.ru

This article describes the processing technique of measuring phasechronometric information based on the neural networks use. The novelty of the proposed approach lies in the choice of a classification feature and the perceptron algorithm use as an algorithm for binary classification performing. In this article, to assess the concept operability, the simplest binary classification of the lathe operation modes is made: idle or cutting.

Key words: phasechronometric method, measuring information processing, perceptron, cutting process monitoring.

Совершенствование и перспективы применения методов калибровки оптоэлектронного сенсора виброперемещений

Л. А. Варжицкий¹, Н. В. Чертыковцева², Е. М. Тарасов²

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, Самара, Российская Федерация, e-mail: lavarj1950@gmail.com

²Самарский государственный университет путей сообщения, Самара, Российская Федерация, e-mail: chertykovtseva@samgups.ru, tarasov53em@yandex.ru

Рассмотрены бесконтактные средства измерений параметров колебаний различных изделий. Выполнено сравнение характеристик бесконтактных сенсоров для измерения перемещений, деформаций и параметров вибрации, принципы работы которых имеют разную физическую природу. В рамках модели диффузно-зеркального отражения обоснована эффективность использования оптрона для разработки бесконтактных сенсоров виброперемещений. Сформулированы актуальные задачи исследования и разработки сенсоров, использующих отражённое от поверхности контролируемого объекта ближнее инфракрасное излучение. Предложена методика исследования, основанная на современных алгоритмах и средствах цифровой обработки вибросигналов. Рассмотрены трудности исследования метрологических характеристик сенсоров в широком динамическом и частотном диапазонах с помощью электродинамических вибростендов. Приведены результаты натурного исследования основных метрологических характеристик опытного образца оптоэлектронного сенсора, обеспечивающего измерение перемещений с амплитудой до 5 мм в частотном диапазоне 0–3000 Гц. Приведены результаты анализа амплитудно-частотной характеристики сенсора в диапазоне 5–3000 Гц, полученные с помощью двух дисков, изготовленных на 3D-принтере. Приведены преимущества и недостатки бесконтактных сенсоров на основе оптрона инфракрасного излучения.

Ключевые слова: сенсор, виброперемещение, оптрон, погрешность, нелинейность, калибровка.

Введение. Актуальность развития методов и бесконтактных средств измерений (СИ) виброперемещения, деформации, амплитуды биений валов обусловлена потребностями современных испытательных центров и промышленных предприятий в надёжных и достаточно точных приборах, работающих в широких частотных и амплитудных диапазонах. Спектр применений таких СИ охватывает измерения геометрии деталей, параметров колебаний малогабаритных изделий, на которых не допускается крепление датчиков, а также контроль радиальных биений роторов энергетических установок. В этих случаях, как правило, невозможно использовать контактные методы.

В настоящее время доступны бесконтактные сенсоры и приборы на основе токовихревого эффекта, лазерного и сверхвысокочастотного излучений, разнообразных оптических явлений, включая волновые и дисперсионные (конфокальные). Известны примеры успешного применения ёмкостных, ультразвуковых и магнитных сенсоров. Анализ номенклатуры бесконтактных сенсоров позволил выявить более 180 моделей, производимых 38 фирмами (например, Micro-Epsilon, Omron, Balluff, IFM, Sick и др.). Обычно стои-

мость и сложность эксплуатации таких сенсоров и систем на их основе оказываются чрезмерными, а дополнительное электронное оборудование и специализированное программное обеспечение – избыточными.

Среди указанных выше приборов существуют незначительная по численности группа оптоэлектронных приборов инфракрасного (ИК) диапазона – оптрона. Работа этих приборов с открытым оптическим каналом основана на зависимости параметров отражённого ИК-излучения от расстояния до контролируемого изделия, его положения в пространстве или размеров.

Модель диффузно-зеркального отражения. Теоретические основы процессов отражения, включая случаи смешенного (диффузно-зеркального) отражения, сформулированы в исследованиях основоположника фотометрии Ламберта [1] в 1760 г. – почти за два столетия до создания оптрона. Обзоры наиболее значимых результатов в этой области приведены в работах [2–4]. Характер диффузно-зеркального отражения ИК-излучения при взаимодействии с поверхностями реальных изделий и образцов различных материалов является сложным и трудно поддаётся теоретическому анализу.

Условная граница между зеркальным и диффузным отражением электромагнитного поля обычно задаётся критерием Рэлея [5]:

$$R_z \leq \lambda / (16 \cos \theta), \quad (1)$$

где R_z – высота неровности; λ – длина волны электромагнитного излучения; θ – угол падения электромагнитной волны на поверхность тела.

В соответствии с формулой (1) увеличение шероховатости поверхности при фиксированных значениях λ , θ приводит к смещению характера отражения в сторону диффузного. При увеличении длины волны λ или угла падения θ увеличивается предельное значение A_z шероховатости. Так, для ИК-излучения при $\lambda = 900$ нм и углах падения $\theta = 0 \dots 20^\circ$ предельное значение шероховатости для формирования зеркального отражения $A_z < 60$ нм, а при $\theta = 55^\circ$ предельное значение $A_z = 100$ нм. Типичные значения шероховатости большинства деталей после хонингования или притирки (12 и 13 классы шероховатости), поверхностей полимерных плёнок и даже фольги (например, алюминиевой фольги марки Alloy 1199) составляет более 100 нм [6]. Поэтому в большинстве случаев применения ИК-сенсоров наблюдается значительная доля диффузного отражения, подчиняющегося закону Ламберта [1]:

$$J_\varphi = J_0 \cos \varphi, \quad (2)$$

где J_φ – сила излучения по направлению под углом φ к излучающей поверхности; J_0 – сила излучения в направлении нормали к излучающей поверхности; φ – угол между нормалью к поверхности и направлением отражённого излучения.

Из соотношения (2) следует, что при $\varphi = \pm 10^\circ$ сила отражённого излучения будет изменяться в пределах $\pm 1,5 \%$, что приемлемо для многих технических измерений.

Индикатрису – зависимость силы излучения от углового положения приёмника – в виде соотношения (2) продолжают использовать для моделирования диффузного отражения, однако для реальных объектов разрабатывают более совершенные модели, учитывающие взаимосвязь между зеркальной и диффузной составляющими [3, 4]. В целом диффузное отражение обеспечивает уменьшение требований к точности установки ИК-сенсоров по угловому положению и инвариантность к материалу детали и её шероховатости. Это позволяет обойтись без специальных отражателей и избежать выполнения операций по точной установке сенсора на контролируемом изделии.

Несмотря на 60-летнюю историю развития, область применения оптронов с открытым каналом в основном ограничена использованием в световых барьерах, детекторах преград, энкодерах или в устройствах для подсчёта изделий. Известны примеры успешного использования ближнего ИК-излучения (NIR) для удержания роботизированных транспортных средств на заданной траектории [7], обнаружения препятствий в угольных шахтах [8], решения задач спектроскопии в технике и медицине [9, 10]. Однако отсутствие оборудования для калибровки

ИК-сенсоров в широком частотном и динамическом диапазонах и, как следствие, недостаточная изученность метрологических характеристик являются серьёзными препятствиями на пути практического использования данных приборов. Для преодоления этих препятствий необходимо решить следующие задачи:

экспериментально исследовать метрологические характеристики ИК-сенсоров;

линеаризовать характеристику преобразования сенсора;

разработать методику калибровки и установку для калибровки в широком частотном и динамическом диапазонах.

По мнению авторов настоящей статьи, последняя задача является наиболее сложной, так как с помощью вибрационного стенда невозможно откалибровать ИК-сенсор в потенциально доступных для него диапазонах амплитуд и частот. Так, для калибровки сенсора в режиме работы с амплитудой виброперемещения 5 мм и частотой 2 кГц потребуется вибростенд, создающий ускорения более 80000g, что недостижимо для современных стендов. Серийно выпускаемые установки для калибровки бесконтактных сенсоров, рассмотренные ниже, обеспечивают калибровку только в узких частотных и динамических диапазонах.

Цель настоящей работы – развитие бесконтактных средств измерения виброперемещений на основе ИК-сенсоров и методики их калибровки.

Методика исследования основных метрологических характеристик ИК-сенсоров. К основным метрологическим характеристикам ИК-сенсоров в соответствии с требованиями ГОСТ 8.009-84 «ГСИ. Нормируемые метрологические характеристики средств измерений» относятся следующие: функция или коэффициент преобразования; нелинейность функции преобразования; амплитудный и частотный диапазоны; амплитудно-частотная характеристика (АЧХ); характеристики погрешностей СИ.

При определении статической функции преобразования использовали микрометрический стол для задания расстояния между сенсором и отражающей поверхностью. Выходное напряжение сенсора измеряли цифровым вольтметром GDM-78255A (GW INSTEK, Тайвань) с погрешностью измерения постоянного напряжения $\pm(0,012 \% + 5 \text{ ед. счёта})$ и разрешением 0,1 мВ для предела измерения 10 В.

Динамическую функцию преобразования определяли на электродинамическом вибростенде с выталкивающей силой 4 кН при синусоидальном воздействии и амплитудах от 25 мкм до 5 мм.

Сигналы акселерометра AP 98-100 (ГлобалТест, Россия) и ИК-сенсора обрабатывали с помощью контроллера VR9500 (Vibration Research, США) с неопределённостью оценки амплитуд синусоидальных сигналов $\pm 1 \%$ (в частотном диапазоне 10–2000 Гц). Для уменьшения случайной составляющей погрешности измерения применяли методы статистической обработки данных.

Несмотря на значительные пределы основной погрешности акселерометра ($\pm 15 \%$), в диапазоне амплитуд 0,1–5,0 мм получили коэффициент корреляции сигналов акселерометра и ИК-сенсора $R = 0,990 \text{--} 0,999$. Анализировали выборки сигналов длиной 10000 отсчётов для каждого из 15 использованных режимов работы вибростенда. Основные составляющие погрешности акселерометра – отклонение действительного

Таблица 1

Статическая функция преобразования ИК-сенсора с оптронам TCRT5000

D_1 , мм	U , В	S_1 , мм	S_2 , мм	ΔS , мкм
18,5	3,26	-4,2	-4,035	-165
18,0	3,41	-3,7	-3,634	-66
17,0	3,73	-2,7	-2,781	81
16,0	4,08	-1,7	-1,847	147
15,0	4,46	-0,7	-0,833	133
14,0	4,88	0,3	0,287	13
13,0	5,28	1,3	1,355	-55
12,0	5,64	2,3	2,315	-15
11,0	6,04	3,3	3,382	-82
10,0	6,40	4,3	4,343	-43
9,5	6,55	4,8	4,743	57

значения коэффициента преобразования от номинального значения ($\pm 10\%$) и неравномерность частотной характеристики ($\pm 12,5\%$) были существенно уменьшены путём сужения частотного диапазона и индивидуальной калибровки акселерометра.

АЧХ акселерометра определяли с помощью специально разработанных калибровочных дисков и многофункциональной платы сбора данных NI DAQ PCI-6221 (National Instruments, США). При измерениях амплитуд использовали цифровую систему для анализа узкополосных процессов на основе преобразования Гильберта [11]. Коэффициент гармоник оценивали с помощью анализатора A17U8 (ZetLab, Россия).

Результаты исследования характеристик ИК-сенсора.

С целью оценки потенциальных возможностей ИК-сенсоров для измерения виброперемещений была изучена номенклатура отражательных оптронах основных фирм-производителей оптоэлектронных компонентов (Omron, Vishay, Honeywell, Texas Instruments, Sharp). Из этого ряда для подробного исследования был выбран оптрон TCRT5000 (Vishay, США), наиболее подходящий по характеристикам для решения задач виброметрии. Результаты определения статической функции преобразования сенсора с этим оптрона даны на рис. 1 и в табл. 1, где D_1 – расстояние между сенсором и объектом; U – выходное напряжение сенсора; S_1 – смещение поверхности объекта от базового положения сенсора; S_2 – оценка смещения, вычисленная по уравнению линии регрессии; $\Delta S = S_1 - S_2$ – абсолютная погрешность определения смещения.

В качестве базового положения выбрано расстояние D_0 между поверхностью объекта и основанием сенсора. С учётом рекомендаций производителя оптрона и запаса 2 мм для амплитуды колебаний 5 мм $D_0 = 14,3$ мм. Из рис. 1 следует, что погрешность ΔS достигает минимума в окрестности базового положения, а максимума (по модулю) – на концах диапазона. Это подтверждает корректность выбора базового положения.

Зависимость оценки S_2 от напряжения U в виде уравнения линии регрессии имеет вид

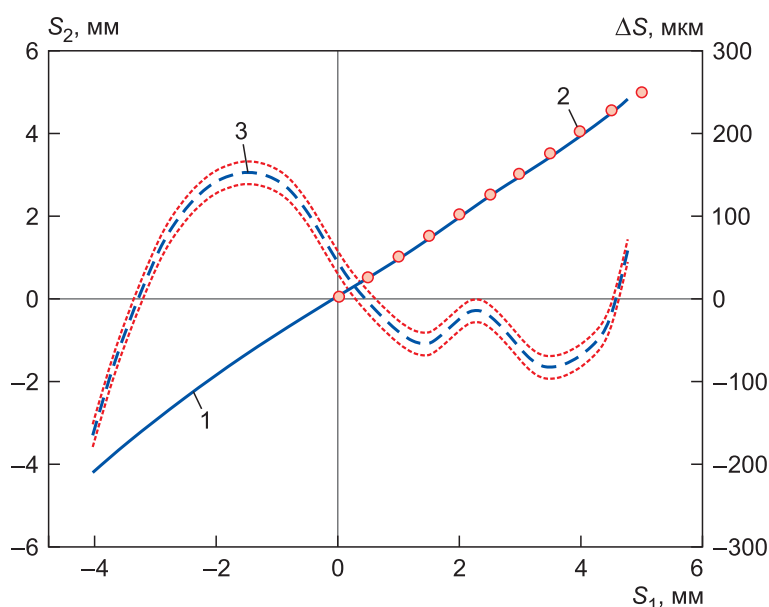


Рис. 1. Функции преобразования ИК- сенсора:

1 – статическая; 2 – амплитудная (динамическая); 3 – абсолютная погрешность (пунктирными линиями показана зона неопределённости, обусловленная инструментальной погрешностью)

Fig. 1. IR sensor conversion functions:

1 – static; 2 – amplitude (dynamic); 3 – absolute error (dotted lines show the zone of uncertainty due to instrumental error)

$$S_2 = -2,667U + 27,030.$$

Чувствительность сенсора составила 0,375 В/мм при использовании отражателя из полимера ПВХ белого цвета. Отражатель из фольги увеличивает чувствительность практически в два раза.

Относительную погрешность δS на концах динамического диапазона, обусловленную нелинейностью характеристики преобразования, вычисляли по формуле

$$\delta S = \frac{|\Delta S_{\max}| + |\Delta S_{\min}|}{S_m} \cdot 100,$$

где $\Delta S_{\max}$, $\Delta S_{\min}$ – абсолютные погрешности смещения на концах диапазона; S_m – модуль максимального смещения.

При $S_m = \pm 4,5$ и $\pm 4,0$ мм получили погрешность $\delta S = 5,0$ и 2,6 % соответственно.

Для определения статической характеристики использовали микрометрический стол с шагом позиционирования 10 мкм и цифровой вольтметр с погрешностью измерения постоянного напряжения $\pm(0,012\% + 5 \text{ ед. счёта})$ и разрешением 0,1 мВ для предела измерения 10 В.

При чувствительности сенсора 0,375 В/мм рассчитали предел инструментальной погрешности измерения (при $U_{\max} = 6,55$ В):

$$\Delta S_{\text{ин}} = (12 \cdot 10^{-5} U_{\max} + 5 \cdot 10^{-4}) / 0,375 + 0,01 \approx 13 \text{ мкм}.$$

Таблица 2

Результаты определения динамической характеристики ИК-сенсора

S_{m1} , мм	S_{m2} , мм	ΔS_m , мкм	δS_m , %
5,000	4,978	-22	-0,44
4,500	4,514	14	0,31
4,000	4,016	16	0,40
3,500	3,493	-7	-0,20
3,000	2,975	-25	-0,83
2,500	2,493	-7	-0,28
2,000	2,001	1	0,05
1,500	1,507	7	0,47
1,000	1,013	13	1,30
0,500	0,509	9	1,80
0,250	0,254	4	1,60
0,125	0,126	1	0,80
0,050	0,050	0	0,00
0,025	0,028	3	12,00

Погрешность $\Delta S_{ин}$ (см. рис. 1, пунктирные линии) отображает зону неопределённости оценки погрешности нелинейности из-за влияния инструментальной погрешности. Таким образом, основная составляющая погрешности ИК-сенсора обусловлена именно нелинейностью характеристики преобразования, а не инструментальными погрешностями.

Для определения амплитудной характеристики провели эксперимент на электродинамическом стенде и сопоставили заданные значения амплитуд виброперемещения стола с измеренными ИК-сенсором. Измерения выполняли для амплитуд виброперемещения в диапазоне 0,025–5,000 мм при частоте возбуждения 23–32 Гц. Оценка амплитуды S_{m2} вычислялась по среднему квадратическому значению сигнала для выборки 8000 точек для каждого режима работы стенда. Результаты определения динамической характеристики сенсора (см. рис. 1, кривая 2) приведены в табл. 2

В диапазоне амплитуд 1,0–5,0 мм разность оценок перемещения, полученных с использованием акселерометра и ИК-сенсора, не превышала 1,3 %, однако при амплитудах менее 1 мм эта разность увеличивалась до 12 %, при этом сохранялось невысокое абсолютное значение (3–9 мкм). Как следует из рис. 1, статическая и динамическая функции сенсора практически совпадают. Это позволяет проводить периодическую калибровку сенсора в статическом режиме, например с помощью пластин, калиброванных по толщине. Необходимость периодической калибровки возникает при замене отражателя, изменении положения сенсора или после его замены.

Осциллограммы сигналов акселерометра и ИК-сенсора для амплитуды виброперемещения 5 мм показаны на рис. 2. Разность фаз ускорения a (g – ускорение свободного падения) и виброперемещения s закономерно равна π .

В соответствии ГОСТ Р 8.669-2009 «Виброметры. Методика поверки» нелинейность амплитудной характеристики

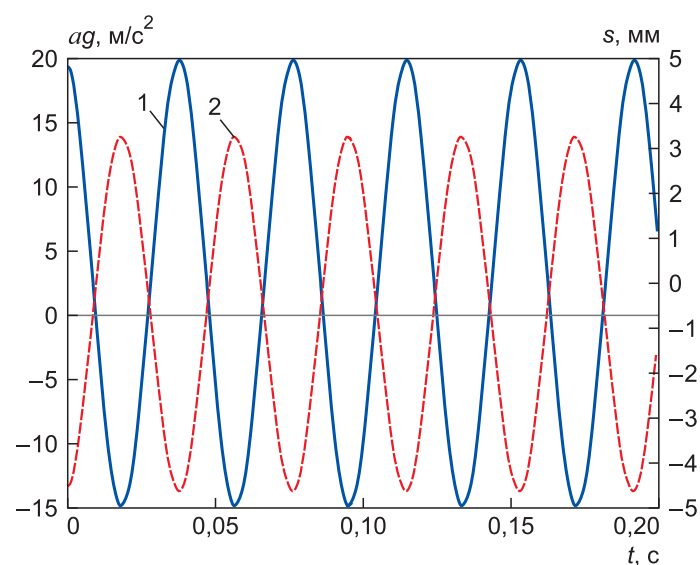


Рис. 2. Осциллограммы виброперемещения (1) и виброускорения (2)

Fig. 2. Waveforms of vibration displacement (1) and vibration acceleration (2)

Таблица 3

Нелинейность амплитудной характеристики и корреляция с виброускорением

i	S_m , мм	U , В	K_n	δK_n , %	R
1	0,10	0,038	0,38	2,2	0,990
2	0,25	0,110	0,37	-0,5	0,995
3	0,50	0,190	0,38	2,2	0,999
4	1,00	0,380	0,38	2,2	0,999
5	1,50	0,560	0,37	0,4	0,999
6	2,00	0,750	0,38	0,8	0,999
7	2,50	0,930	0,37	0,5	0,999
8	3,00	1,120	0,37	0,4	0,999
9	3,50	1,300	0,37	-0,1	0,999
10	4,00	1,440	0,36	-3,2	0,999
11	4,50	1,610	0,36	-3,8	0,999
12	5,00	1,790	0,36	-3,5	0,999

δK_n определяется максимальной нелинейностью:

$$\delta K_n = \max\{\delta K_i\} = \max\{(K_i - \bar{K}_n) / \bar{K}_n\} \cdot 100,$$

где δK_i – i -е значение нелинейности; K_i – коэффициент преобразования для i -й амплитуды колебания; $\bar{K}_n$ – среднее арифметическое значение коэффициентов преобразования для всех использованных амплитуд.

Результаты вычисления значений коэффициентов преобразования представлены в табл. 3.

Из табл. 3 следует, что нелинейность амплитудной характеристики ИК-сенсора в диапазоне амплитуд 0,1–5,0 мм

Таблица 4

Зависимость коэффициентов гармоник от амплитуды виброперемещения

S_{m1} , мм	K_{r1} , %	K_{r2} , %	K_{r3} , %	K_{r4} , %
1,0	1,70	5,0	3,3	2,1
1,5	1,00	6,8	4,0	1,5
2,0	0,90	8,7	5,1	1,5
2,5	0,90	10,4	5,7	1,5
3,0	0,80	11,9	6,4	1,6
3,5	0,94	13,5	7,2	1,7
4,0	1,20	15,1	7,8	1,8
4,5	1,26	16,3	8,1	2,0
5,0	1,92	17,1	8,3	2,2

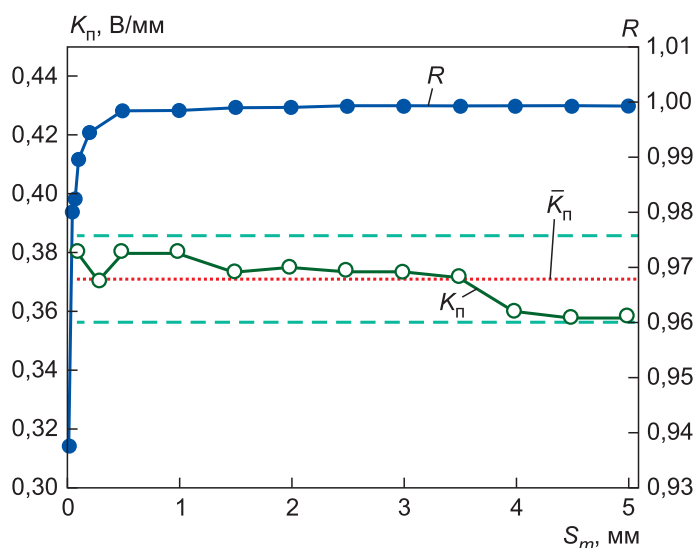


Рис. 3. Динамические характеристики ИК-сенсора – зависимости коэффициентов преобразования K_n и корреляции R от амплитуды виброперемещения S_{m1} ; $\bar{K}_n$ – среднее значение K_n (пунктирными линиями показан диапазон нелинейности $\pm 4\%$)

Fig. 3. Dynamic characteristics of the IR sensor – the dependence of the conversion coefficients K_n and correlation R on the amplitude of vibration displacement S_{m1} ; $\bar{K}_n$ – average value of K_n (dotted lines show the range of nonlinearity $\pm 4\%$)

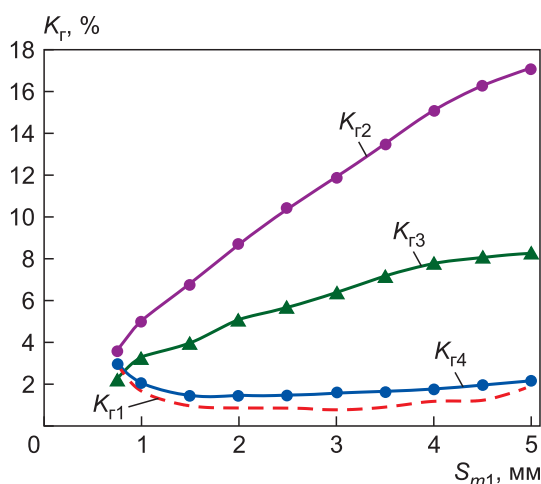


Рис. 4. Зависимость коэффициентов гармоник ИК-сенсора от амплитуды его виброперемещения:

K_{r1} – коэффициент гармоник колебаний стола вибростенда, измеренный по сигналу акселерометра; K_{r2} , K_{r3} , K_{r4} – коэффициенты гармоник колебаний стола вибростенда, измеренные по сигналу ИК-сенсора для трёх схем включения оптрона

Fig. 4. Dependence of the harmonic distortion factor K_r on the vibration displacement amplitude S_{m1} :

K_{r1} – harmonic distortion factor of the shaker board vibration, measured by the accelerometer; K_{r2} , K_{r3} , K_{r4} – harmonic distortion factor, measured by the signal of the IR sensor for three optocoupler switching circuits

не превышает 4 %, при этом максимум нелинейности наблюдается по краям динамического диапазона. Высокие значения коэффициента корреляции R свидетельствуют о тесной линейной связи между ускорением и сигналом ИК-сенсора и об отсутствии фазовых искажений. Среднее значение коэффициента преобразования $\bar{K}_n = 0,371$ В/мм на 1 % отличается от значения K_n , найденного по статической характеристике. Графики зависимости K_n и коэффициента корреляции R от модуля S_{m1} максимального смещения показаны на рис. 3.

В соответствии с ГОСТ ISO 16063-1-2013 «Вибрация. Методы калибровки датчиков вибрации и удара. Ч. 1. Основные положения» нелинейность функции преобразования можно оценить по коэффициенту гармоник. С этой целью на электродинамическом вибростенде с выталкивающей силой 4 кН и анализаторе А17У8 (ZetLab, Россия) измеряли коэффициент гармоник ИК-сенсора в зависимости от амплитуды колебаний. Частоту колебаний 31 Гц выбирали, чтобы обеспечить минимум нелинейных искажений колебаний стола. Измерения коэффициентов гармоник рабочего стола и сигнала ИК-сенсора выполняли для трёх схем включения оптрона в полосе частот не менее 300 Гц.

Для минимизации нелинейных искажений сигнала ИК-сенсора реализовывали три схемы включения оптрона: схема с фототранзистором, работающим в режиме эмиттерного повторителя;

схема с фототранзистором, подключённым к преобразователю ток–напряжение на одном инвертирующем усилителе, с выхода которого снимается напряжение сенсора;

схема с отрицательной обратной связью, в которой напряжение эмиттерной нагрузки управляет током фотодиода в противофазе с изменением тока фототранзистора.

Нелинейные искажения стола вибростенда (коэффициент гармоник K_{r1}) оценивали по сигналу акселерометра. По сигналу ИК-сенсора определяли искажения для трёх схем включения: с эмиттерной нагрузкой (K_{r2}), преобразователем ток–напряжение (K_{r3}), с отрицательной обратной связью (K_{r4}). Значения амплитуд виброперемещения и коэффициентов гармоник K_r приведены в табл. 4.

Из табл. 4 следует, что минимум нелинейных искажений ($K_{г4} \leq 2,2\%$ в диапазоне амплитуд 1–5 мм) достигается при использовании третьей схемы с отрицательной обратной связью.

При сравнении искажений колебаний стола и ИК-сенсора необходимо учитывать различие физических процессов, приводящих к искажениям колебаний, а также соотношений между амплитудами гармоник в спектрах ускорения и смещения. Поэтому значения K_r акселерометра и ИК-сенсора не могут считаться аддитивными, что затрудняет учёт искажений стола. Графики зависимостей коэффициентов гармоник от амплитуды виброперемещения приведены на рис. 4.

Способ калибровки. Неравномерность АЧХ сенсоров является одной из составляющих их основной погрешности при изменении частоты вибрации. Для сенсоров виброперемещения вопросы оценки неравномерности АЧХ особенно актуальны, так как исследования АЧХ сенсоров на электродинамических стендах при частотах более 70 Гц представляет серьёзные трудности. В ряде случаев расширение частотного диапазона осуществляется за счёт применения специальных стендов с вращающимися дисками. Для периодического изменения расстояния от калибровочной поверхности диска до сенсора ось диска устанавливается под небольшим углом к оси вращения. На этом принципе основаны установки ТКЗ-2 для калибровки вихретоковых проксиметров (BentlyNevada LLC, США), TMS модели 9100D (Modal Shop Inc., США) и ВСВ-133 (ВиКонт, Россия). Установка ВСВ-133 позволяет воспроизводить виброперемещение с амплитудой не более 0,5 мм на частоте не более 80 Гц. Однако коэффициент нелинейных искажений этой установки весьма высок (3 %), что ограничивает возможности её применения. Общими недостатками всех указанных выше установок являются обусловленная угловыми колебаниями плоскости диска методическая погрешность, узкий частотный диапазон и высокая стоимость (более 1 млн руб.).

Однако современные технологии (3D-печать, станки с ЧПУ и электроэрозионная обработка) позволяют изготавливать калибровочные диски с аналитически заданной зависимостью радиуса от угла поворота. Такие диски имеют форму, схожую с зубчатыми колёсами, шестернями, эксцентриками. В процессе калибровки сенсор размещается в плоскости диска с внешней стороны. Частота периодического сигнала сенсора равна произведению числа зубьев на частоту вращения диска. Внешний вид двух таких дисков, изготовленных методом 3D-печати в одной из лабораторий Самарского исследовательского университета, представлен на рис. 5. Диск в форме эллипса предназначен для исследования характеристик сенсоров в низкочастотном диапазоне (0–120 Гц). Диск, имеющий 42 зуба, обеспечивает измерения АЧХ при частотах менее 3 кГц (при частоте вращения вала приводного двигателя 72 Гц).

Результаты измерения неравномерности АЧХ сенсора. На рис. 6 приведена АЧХ сенсора, исследованная с помощью рассмотренных выше 3D-дисков, при амплитуде колебаний 2,75 мм в диапазоне 5–3000 Гц. Неравномерность АЧХ не превышала $\pm 0,4$ дБ в указанном частотном диапазоне. Для уменьшения случайной составляющей погрешности оценки амплитуды сигнала использовали реализации

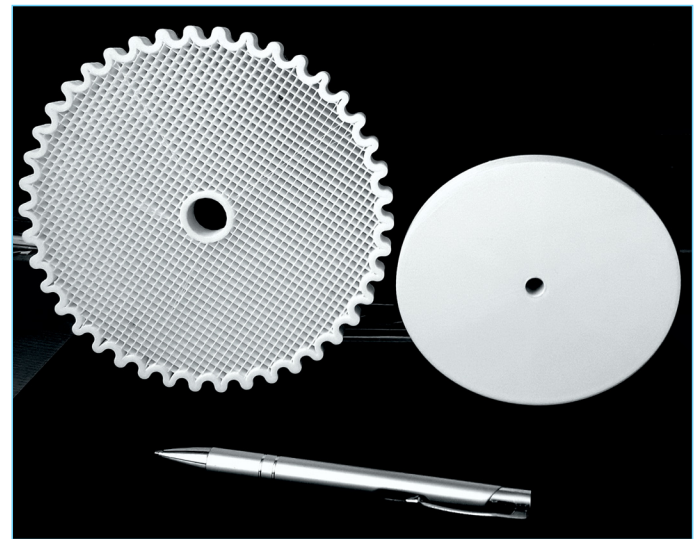


Рис. 5. Внешний вид калибровочных дисков

Fig. 5. Calibration discs appearance

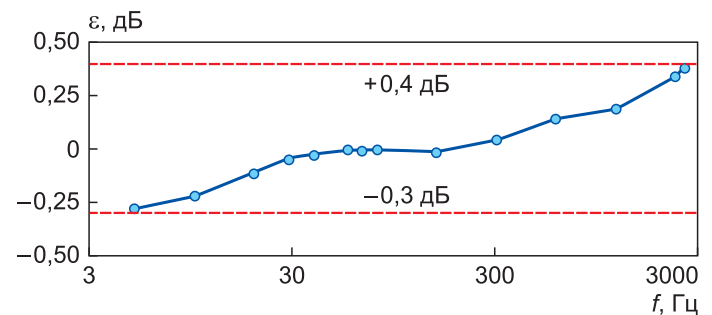


Рис. 6. Неравномерность АЧХ ИК-сенсора

Fig. 6. Irregularity ε of the frequency response of the IR sensor

сигнала по 120000 отсчётов на каждой частоте вращения диска с последующей цифровой обработкой [11].

Заключение. При бесконтактных измерениях виброперемещений авторы настоящей статьи рекомендуют применять ИК-сенсоры. К недостаткам ИК-сенсоров следует отнести уменьшение чувствительности при работе в условиях повышенной влажности и запылённости, а также относительно высокое (3 %) значение коэффициента гармоник. Безусловными преимуществами ИК-сенсоров по сравнению с лазерными, конфокальными и вихретоковыми датчиками являются инвариантность к материалу деталей и образцов, предельно низкие стоимость и размеры, а также возможность использования во взрывоопасных средах из-за малых (до 20 мА) токов потребления. Имеющийся опыт успешного применения рассмотренного ИК-сенсора в составе испытательного стенда для усталостных испытаний титановых сплавов свидетельствует о его высокой надёжности и пригодности для решения задач автоматизированного управления стендом и мониторинга испытаний.

Список литературы

1. Lambert J. H., *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae*, Augsburg, Eberhard Klett, 1760.
2. Кошелев Е. М., Бородин В. П., Замбрыцкий А. П., Пузанов А. А. Диффузное отражение света от шероховатых поверхностей // Вестник МГУ. Сер. Физика, Астрономия. 1976. Т. 18. № 5. С. 25–34.
3. Олейник В. И., Шмаров В. Н. Некоторые вопросы отражения лазерного излучения от шероховатых металлических поверхностей // Системы обработки информации. 2005. Вып. 3 (43).
4. Naplekov D. M., Tur A. V., Yanovsky V. V., *Phys. Rev. E*, 2013, vol. 87, p. 042901. <https://doi.org/10.18500/0869-6632-2014-22-4-55-65>
5. Джон Вильям Стрэтт Рэлей. Теория звука: Пер. с англ. П. Н. Успенского, С. А. Каменецкого / Под общей ред. С. М. Рытова, К. Ф. Теодорчика. М., Л.: Гостехтеоретиздат, 1940–1944.
6. Ладьянов В. И., Старостин С. П., Карбань О. В. и др. Микро- и наноструктура поверхности и катодная ёмкость алюминиевой фольги на последовательных стадиях травления // Химическая физика и мезоскопия. 2016. Т. 18. № 3. С. 421–427.
7. Ming Yang, *Measurement*, 2015, vol. 69, pp. 81–86. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2015.02.014>
8. Joseph Du Carme, *Advances in Productive, Safe, and Responsible Coal Mining*, 2019, pp. 101–119. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-101288-8.00003-1>
9. Wen Chin Foo, Effendi Widjaja, Yuet Mei Khong, Rajeev Gokhale, Sui Yung Chan, *Journal of Pharmaceutical and Biomedical Analysis*, 2018, vol. 150, pp. 191–198. <https://doi.org/10.1016/j.jpba.2017.11.068>
10. Kaveh Barri, Behnam Jahangiri, Omid Davami, William G. Buttler, Amir H. Alavi, *Measurement*, 2020, vol. 151, p. 107212. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2019.107212>
11. Варжицкий Л. А., Чертыковцева Н. В. Численные и натурные методы исследования погрешностей измерения частотных

характеристик виброизоляторов // Измерительная техника. 2019. № 7. С. 44–48. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-7-44-48>

References

1. Lambert J. H., *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae*, Augsburg, Eberhard Klett, 1760.
2. Koshelev E. M. et al., *Vestnik MGU. Ser. Fizika, Astronomiya*, 1976, vol. 18, no. 5, pp. 25–34 (in Russian).
3. Oleynik V. I., Shmarov V. N., *Sistemy obrabotki informacii*, 2005, vol. 3 (43) (in Russian).
4. Naplekov D. M., Tur A. V., Yanovsky V. V., *Phys. Rev. E*, 2013, vol. 87, p. 042901. <https://doi.org/10.18500/0869-6632-2014-22-4-55-65>
5. John William Strutt Rayleigh, *The theory of Sound*, London, Macmillan and Co., 1877.
6. Ladianov V. I., Starostin O. V., Karban S. P. et al., *Himicheskaya fizika i mezoskopiya*, 2016, vol. 18, no. 3, pp. 421–427 (in Russian).
7. Ming Yang, *Measurement*, 2015, vol. 69, pp. 81–86. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2015.02.014>
8. Joseph Du Carme, *Advances in Productive, Safe, and Responsible Coal Mining*, 2019, pp. 101–119. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-101288-8.00003-1>
9. Wen Chin Foo, Effendi Widjaja, Yuet Mei Khong, Rajeev Gokhale, Sui Yung Chan, *Journal of Pharmaceutical and Biomedical Analysis*, 2018, vol. 150, pp. 191–198. <https://doi.org/10.1016/j.jpba.2017.11.068>
10. Kaveh Barri, Behnam Jahangiri, Omid Davami, William G. Buttler, Amir H. Alavi, *Measurement*, 2020, vol. 151, p. 107212. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2019.107212>
11. Varzhitskii L. A., Chertykovtseva N. V., *Measurement Techniques*, 2019, vol. 62, no. 7, pp. 622–628. <https://doi.org/10.1007/s11018-019-01669-z>

Дата поступления: 14.05.2020.

Дата принятия: 23.06.2020.

Improvement and possibilities of application of calibration methods for optoelectronic vibration displacement sensor

Leonid A. Varzhitskii¹, Natalia V. Chertykovtseva², Evgenii M. Tarasov²

¹Samara National Research University named after S. P. Korolev, Samara, Russian Federation, e-mail: lavarj1950@gmail.com

²Samara State Transport University, Samara, Russian Federation, e-mail: chertykovtseva@samgups.ru, tarasov53em@yandex.ru

The characteristics of non-contact sensors for measuring displacements, deformations, and vibration parameters using processes of various physical nature are compared. Within the framework of the diffuse-mirror reflection model, the efficiency of using optocouplers for developing non-contact vibration displacement sensors is substantiated. The urgent tasks of research and development of sensors using near infrared radiation reflected from the surface of the controlled object are formulated. The research technique based on modern algorithms and means of digital processing of vibrosignals is given. The difficulties of studying the metrological characteristics of sensors in a wide dynamic and frequency ranges using electrodynamic vibration stands are considered. The results of a full-scale study of the basic metrological characteristics of a prototype optoelectronic sensor providing measurements of displacements with an amplitude of up to 5 mm in the frequency range from 0 to 3 kHz are presented. The results of analysis of the amplitude-frequency characteristics of the sensor in the range from 5 Hz to 3 kHz, obtained using two disks made on a 3D printer, are presented. The advantages and disadvantages of non-contact sensors based on infrared optocouplers are given.

Key words: sensor, vibration displacement, optocoupler, error, nonlinearity, calibration.

Бесконтактное пневмоэлектрическое устройство для измерений вязкости жидкостей

А. П. Савенков, М. М. Мордасов, В. А. Сычёв

Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Российская Федерация,
e-mail: savencow@yandex.ru, mmm-tmb@rambler.ru, flyholand@mail.ru

Приведён обзор бесконтактных методов измерения вязкости жидкостей. Рассмотрены бесконтактные аэрогидродинамические методы, позволяющие с высокой точностью определять вязкость неоднородных и непрозрачных жидкостей в диапазоне 2–100 Па·с. Описан наиболее перспективный, но недостаточно развитый бесконтактный импульсный аэрогидродинамический метод, который заключается в деформации поверхности контролируемой жидкости струёй газа и определении вязкости по времени достижения заданной степени деформации с момента подачи газовой струи. Для измерений вязкости разработано бесконтактное аэрогидродинамическое устройство с лазерным триангуляционным детектором поверхности жидкости, применение которого позволило полностью автоматизировать прибор и значительно повысить точность измерений вязкости. Исследованы четыре возможных варианта реализации устройства. Выбран наиболее перспективный вариант с точки зрения повышения точности измерений и уменьшения чувствительности устройства к влияющим величинам. Описаны конструкция и принцип работы устройства. Исследовано влияние конструктивных параметров устройства на систематическую и случайную составляющие погрешности измерений. Получена относительная погрешность измерений вязкости жидкостей в диапазоне 2–100 Па·с не более 2 %. Разработанное бесконтактное аэрогидродинамическое устройство целесообразно использовать для контроля вязких жидкостей в различных отраслях промышленности.

Ключевые слова: аэрогидродинамический метод, бесконтактный метод, вязкость, газ, жидкость, поверхность, струя, триангуляционный детектор.

Введение. Одним из важных физических свойств жидкости является вязкость, по которой оценивают качество многих продуктов, а также технологических процессов в различных отраслях промышленности. Контроль свойств вязких жидкостей представляет собой непростую задачу, решение которой требует значительных временных затрат на заполнение измерительных ёмкостей, удаление газовых пузырьков и очистку измерительных инструментов. Последнюю операцию часто выполняют с применением токсичных и пожароопасных веществ. Существенно облегчить задачу контроля вязких жидкостей позволяют бесконтактные методы и устройства. К бесконтактным методам измерений вязкости жидкостей относятся волновые, оптические, аэрогидродинамические, а также методы на основе капиллярных волн и левитирующей капли [1].

Методы на основе капиллярных волн традиционно используют для измерения свойств жидкостей, поверхность которых покрыта плёнками поверхностно активных веществ [2]. Капиллярные волны формируются за счёт механических колебаний сосуда с контролируемой жидкостью или под воздействием электрического поля, акустической волны, струи газа [2–4].

Основными недостатками методов на основе капиллярных волн являются влияние плотности контролируемой жидкости на результаты измерений и трудности при контроле жидкостей с вязкостью более 0,1 Па·с в связи с сильным затуханием капиллярных волн. В отдельную группу выделяют методы, основанные на определении свойств жидкостей по параметрам рассеяния света на поверхностных капиллярных волнах, создаваемых тепловыми колебаниями молекул [5, 6]. В связи с малой длиной волны верхний предел измерений устройств, реализующих эти методы, не превышает 10 мПа·с.

Бесконтейнерные методы левитирующей капли имеют специфическую область применения – исследование свойств расплавов в переохлаждённом метастабильном состоянии [7]. Для отрыва капли исследуемого вещества от опоры используют электростатическую, электромагнитную, аэродинамическую и акустическую левитации [8–12]. Эти методы рекомендуется использовать в условиях невесомости. Для обычных жидкостей, находящихся в сосудах, их применение лишено смысла.

Акустические и сверхвысокочастотные (СВЧ) методы измерений вязкости основаны на изменении характеристик

волны, прошедшей через слой контролируемого вещества [1, 13]. Такие методы могут быть отнесены к бесконтактным в случае, если не производится врезка в технологический аппарат или трубопровод, а передача волн к контролируемой жидкости осуществляется через их стенки [14]. Большое количество факторов, влияющих на результаты, и сложный характер их влияния значительно повышает неопределённость измерений вязкости волновыми методами [1].

Подобный недостаток характерен также для оптических корреляционных методов и методов на основе термокапиллярной конвекции [15, 16].

Получить достоверную информацию о вязкости в диапазоне от нескольких десятых долей до сотен паскаль-секунд позволяют бесконтактные методы, при реализации которых поверхность контролируемой жидкости деформируется под воздействием лазерного излучения или струи газа [17–19]. В оптических методах измеряется вязкость нанометрового поверхностного слоя. Свойства этого слоя из-за загрязнений могут значительно отличаться от свойств контролируемой жидкости в объёме. В аэрогидродинамических методах измеряется вязкость слоя жидкости толщиной несколько миллиметров. К другим преимуществам аэродинамических методов относятся простота реализации и меньшее влияние плотности и поверхностного натяжения контролируемой жидкости на результаты измерений вязкости.

Наиболее перспективным из аэрогидродинамических является импульсный метод с наклонным струйным воздействием, так как он позволяет существенно упростить определение степени деформации контролируемой жидкости газовой струей с использованием аэродинамических или оптических чувствительных элементов [20, 21]. С помощью оптических триангуляционных детекторов дополнительно можно контролировать расстояние до исследуемой жидкости [22]. Это обеспечивает возможность точной установки элементов измерительного устройства на заданном расстоянии над поверхностью жидкости, что необходимо для повышения точности измерений вязкости [23].

Цель настоящей работы – описать принцип работы бесконтактного импульсного аэрогидродинамического устройства для измерений вязкости с дифференциальным лазерным триангуляционным детектором расстояния до поверхности контролируемой жидкости, проанализировать различные варианты конструкции устройства и оценить его метрологические характеристики.

Аэрогидродинамический метод и устройство для измерений вязкости жидкостей. На рис. 1 представлена схема бесконтактного устройства для измерений вязкости жидкостей. Над поверхностью контролируемой жидкости, находящейся в сосуде, расположены основные элементы измерительного устройства: струйная трубка СТ с отверстием истечения ОИ газовой струи и триангуляционный детектор ТД с лазерным диодом ЛД типа TXL04 (Komoloff, Россия) и фотодиодами ФД1, ФД2 типа BPW34 (Vishay Intertechnology Inc., Германия). Принцип работы и схема триангуляционного детектора описаны в работе [23]. Схема усовершенствована, фоторезисторы заменены фотодиодами. Печатная плата ТД и трубка СТ закреплены на планке, которая механически связана с приводом П для её вертикального перемещения.

Сжатый воздух от линии пневматического питания подаётся в струйную трубку через редукционный клапан КР типа РДВ5М (завод «ТИЗПРИБОР», Россия), распределитель Р типа П1ПР.5 (завод «ТИЗПРИБОР», Россия) и ламинарный дроссель ДР. Давление p перед отверстием истечения

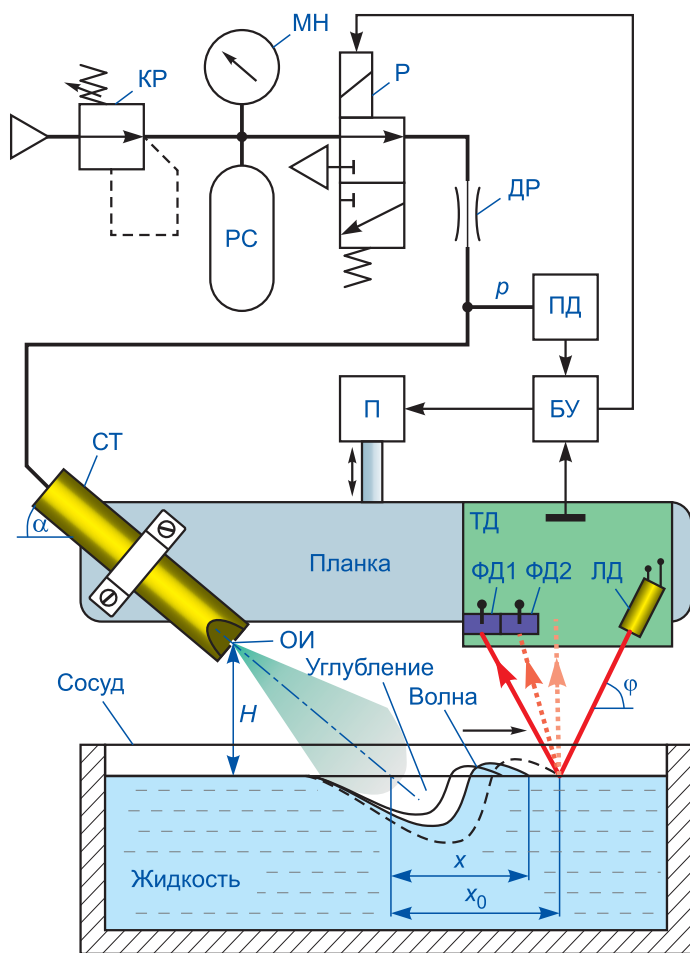


Рис. 1. Схема бесконтактного аэрогидродинамического устройства для измерений вязкости жидкостей:

СТ – струйная трубка; ФД1, ФД2 – фотодиоды; ЛД – лазерный диод; ОИ – отверстие истечения газовой струи; БУ – блок управления; ДР – ламинарный дроссель (пневматическое сопротивление); КР – клапан редукционный; МН – манометр; П – привод; ПД – преобразователь давления; Р – пневмораспределитель; РС – ресивер (50 мл); ТД – триангуляционный детектор

Fig. 1. Schematic diagram of the non-contact aerohydrodynamic device for liquid viscosity measurement:

JT – jet tube; St – strip; FD1, FD2 – photodiodes; LD – laser diode; JO – jet outlet; CU – control unit; PR – laminar throttle (pneumatic resistance); PRV – pressure reducing valve; M – manometer; D – drive; SV – solenoid valve; RC – receiver (50 ml); TD – triangulation detector

регулируется с помощью клапана KP и контролируется по показаниям манометра MH типа М-1/4 и установленного непосредственно перед входом в CT калиброванного преобразователя давления $ПД$ типа MPX5010DP (Motorola Inc., США). Управление работой устройства реализуется блоком управления $БУ$ на базе микроконтроллера ATmega16A (Microchip Technology Inc., США).

В исходном положении планка с трубкой CT и детектором $ТД$ находится на сравнительно большом расстоянии до поверхности жидкости. Сигналы на выходе $ТД$ отсутствуют. По управляющему сигналу $БУ$ привод $П$ опускает планку и отверстие $ОИ$ устанавливается на заданном расстоянии H до поверхности контролируемой жидкости (алгоритм описан в работе [23]). Для уменьшения случайной погрешности установки отверстия истечения планка колеблется по вертикали в окрестности положения, при котором отражённый от поверхности жидкости лазерный луч попадает на границу поверхностей фотодиодов $ФД1$, $ФД2$. После установки измерительных элементов устройства в заданное положение луч $ЛД$, отражённый от поверхности жидкости, попадает в центр поверхности фотодиода $ФД1$.

Для измерения вязкости по сигналу блока $БУ$ открывается распределитель P и сжатый воздух через дроссель $ДР$ поступает в трубку CT . Отсчёт времени t действия газовой струи начинается в момент превышения давлением на входе преобразователя $ПД$ порогового значения 550 Па. Газовая струя, вытекающая из отверстия $ОИ$, формирует на поверхности жидкости углубление и волну. С течением времени объём углубления растёт, а волна перемещается по поверхности жидкости в направлении действия газовой струи со скоростью, зависящей от вязкости η контролируемой жидкости. В момент достижения волной точки падения луча лазерного диода $ЛД$ на поверхность жидкости отражённый луч изменяет направление распространения. Детектор $ТД$ последовательно формирует три состояния двух дискретных

выходных сигналов U_1 , U_2 : $U_1=1$, $U_2=0$ – отражённый луч попадает преимущественно на поверхность $ФД1$; $U_1=0$, $U_2=0$ – на поверхности $ФД1$, $ФД2$ поступают приблизительно одинаковые световые потоки; $U_1=0$, $U_2=1$ – больший световой поток попадает на поверхность $ФД2$. В блоке $БУ$ регистрируются моменты времени t_1 , t_2 среза сигнала U_1 и фронта сигнала U_2 соответственно. В момент времени t_2 $БУ$ формирует сигнал о прекращении подачи воздуха в трубку CT . Для определения вязкости жидкости используется среднее арифметическое t_{12} величин t_1 , t_2 . Давление p измеряется преобразователем $ПД$ в течение всего времени t_2 действия газовой струи на поверхность жидкости. Среднее значение p требуется для компенсации влияния изменений давления на результат измерения вязкости.

После выдержки времени, пропорциональной времени действия газовой струи и необходимой для восстановления поверхности жидкости до исходной плоской формы, измерение вязкости повторяется заданное количество раз для уменьшения влияния случайной составляющей погрешности на результаты измерений. На дисплей $БУ$ выводится значение вязкости, соответствующее среднему арифметическому результатов многократных измерений.

Выбор варианта реализации аэрогидродинамического устройства для измерений вязкости. Дифференциальный триангуляционный детектор ($ТД$) позволяет с погрешностью не более 0,1 мм определить заданное расстояние H_s^0 до поверхности жидкости (рис. 2, нулевое положение) [22, 23]. Однако в нулевом положении нецелесообразно измерять вязкость, поскольку к срабатыванию $ТД$ приводят малейшие изменения формы поверхности жидкости. Время деформации поверхности жидкости стремится к нулю, влияние плотности жидкости на результаты измерений становится соизмеримым с влиянием вязкости, увеличивается случайная составляющая погрешности (рис. 3). Для повышения помехозащищённости устройства перед подачей газовой струи

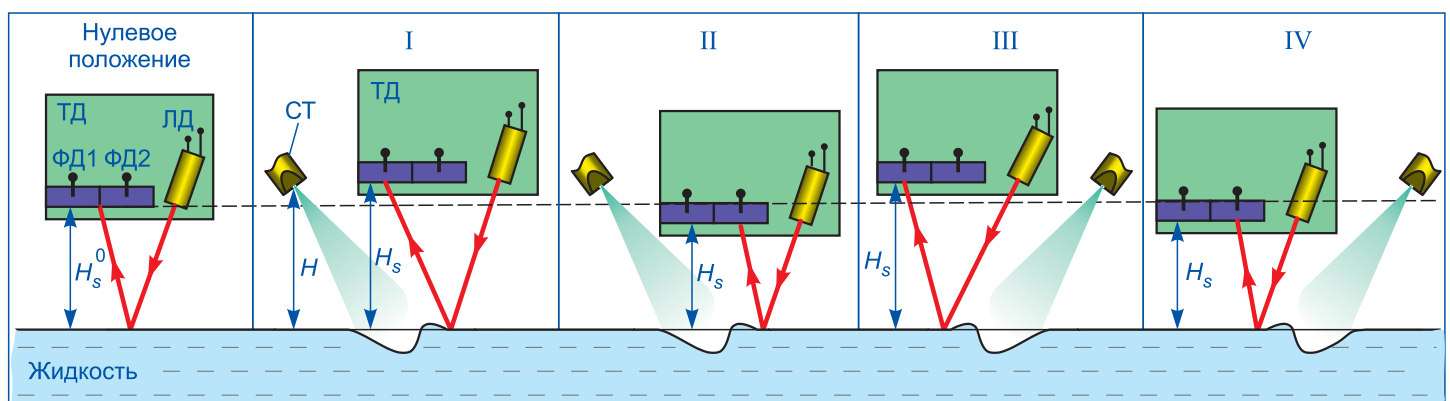


Рис. 2. Варианты I–IV реализации аэрогидродинамического устройства для измерений вязкости при противоположном (I, II) и совпадающем (III, IV) направлениях действия газовой струи и лазерного излучения; обозначения те же, что на рис. 1

Fig. 2. Variants I–IV of implementations of the aerohydrodynamic device for measuring viscosity in the opposite (I, II) and coincident (III, IV) directions of the gas jet and laser radiation actions; designations are the same as in fig. 1

необходимо переместить $ТД$ выше или ниже относительно нулевого положения. В связи с этим возникают четыре варианта реализации устройства в зависимости от направлений действия газовой струи и лазерного излучения (см. рис. 2).

Вариант I. Направления действия лазерного излучения и газовой струи противоположны. Положение $ТД$ определяется неравенством $H_s > H_s^0$. Достоинства: возможно использование двух интервалов времени t_1, t_2 ; слабое влияние расстояния H на результаты измерений; большое линейное перемещение углубления. Недостатков нет.

Вариант II. Направления действия лазерного излучения и газовой струи противоположны. Положение $ТД$ определяется неравенством $H_s < H_s^0$. Достоинства: нет. Недостатки: возможно использование только одного интервала времени t_1 ; сильное влияние расстояния H на результаты измерений; малое линейное перемещение углубления.

Вариант III. Направления действия лазерного излучения и газовой струи совпадают. Положение $ТД$ определяется неравенством $H_s > H_s^0$. Достоинства: слабое влияние расстояния H на результаты измерений; большое линейное

перемещение углубления. Недостатки: возможно использование только одного интервала времени t_1 .

Вариант IV. Направления действия лазерного излучения и газовой струи совпадают. Положение $ТД$ определяется неравенством $H_s < H_s^0$. Достоинства: возможно использование двух интервалов времени t_1, t_2 . Недостатки: сильное влияние расстояния H на результаты измерений; малое линейное перемещение углубления.

Для экспериментальных исследований выбраны варианты I, III и IV, вариант реализации устройства II не исследован ввиду его бесперспективности. Конструктивные параметры устройства (см. рис. 1): угол струйного воздействия на поверхность жидкости $\alpha=20^\circ$; расстояние от отверстия истечения до поверхности жидкости $H=10,3$ мм; диаметр отверстия истечения $d=0,89$ мм; коэффициент расхода отверстия $\mu=0,68$; давление перед отверстием истечения $p=5,45$ кПа.

Параметры $ТД$: угол $\varphi=60^\circ$; расстояние $H_s^0=8$ мм. Конструктивно предусмотрено горизонтальное перемещение $ТД$ для изменения расстояния x_0 , которое волна проходит по поверхности жидкости до достижения точки падения на неё лазерного луча. Для вариантов I, III, IV соответственно выбраны значения $x_0=20,5; 20,5; 15,5$ мм, которые обеспечивают максимальное перемещение x волны по поверхности жидкости при стабильной работе устройства. Увеличивать перемещение волны необходимо для уменьшения влияния плотности и поверхностного натяжения контролируемой жидкости на результаты измерений вязкости, так как влияние вязкости на происходящие процессы наиболее сильно проявляется при перемещении волны.

На рис. 3, а представлены зависимости времени t_1 деформации поверхности жидкости от положения $ТД$ для случая совпадения направлений действия газовой струи и лазерного излучения (варианты III, IV). В ходе экспериментов одновременно изменяли расстояния H_s, H (см. рис. 1). Расстояние H соответствовало заданному значению 10,3 мм только в двух точках при $H_s - H_s^0 = \pm 2,5$ мм. Одновременно с изменением расстояний H_s, H горизонтально перемещали $ТД$, что обеспечивало сохранение постоянных заданных значений $x_0=20,5; 15,5$ мм для вариантов III, IV соответственно. В качестве экспериментальной жидкости использована эпоксидная смола марки ЭД-20 вязкостью (30 ± 2) Па·с при температуре $(24,2 \pm 0,3)^\circ\text{C}$.

Из рис. 3, а следует, что $ТД$ срабатывает значительно быстрее при падении отражённого луча лазерного диода на границы поверхностей фотодиодов (см. рис. 2), что соответствует следующим условиям:

$H_s - H_s^0 < -4$ мм, луч падает на правую границу поверхности фотодиода $ФД2$ (вариант IV);

$H_s - H_s^0 \approx 0$, луч падает на границу поверхностей фотодиодов $ФД1, ФД2$ (нулевое положение);

$H_s - H_s^0 > 4,5$ мм, луч падает на левую границу поверхности фотодиода $ФД1$ (вариант III).

На рис. 3, б представлены зависимости коэффициента вариации v_t (относительного стандартного отклонения) интервалов времени t_1, t_2 и их среднего арифметического t_{12}

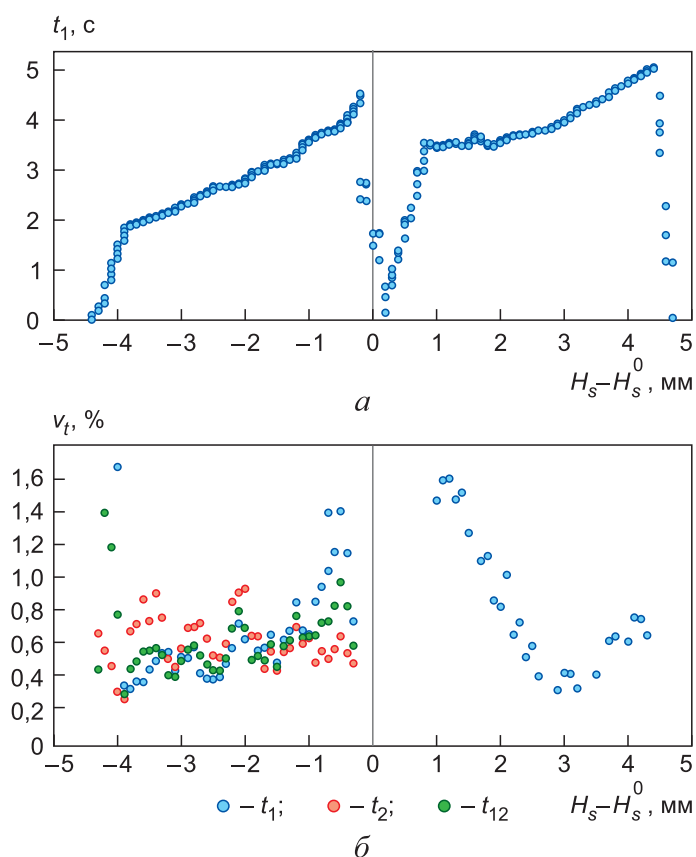


Рис. 3. Зависимости времени t_1 деформации поверхности жидкости (а) и коэффициентов вариации v_t временных интервалов (б) от положения триангуляционного детектора

Fig. 3. The dependence of the liquid surface deformation time t_1 (а) and the dependence of time intervals variation coefficients (б) on the position of the triangulation detector

от положения $TД$. Зависимости построены по тем же экспериментальным данным, что и рис. 3, а. Применено сглаживание данных скользящим средним. Коэффициент вариации представляет собой отношение среднего квадратического отклонения к среднему арифметическому, выраженное в процентах, и в рассматриваемом случае характеризует величину случайной составляющей погрешности измерений вязкости. Коэффициент вариации увеличивается при падении отражённого лазерного луча на границы поверхностей фотодиодов $TД$. Зависимости, аналогичные представленным на рис. 3, характерны и для других вариантов реализации устройства, в частности, для варианта I. Характер изменения величин t_1 , t_2 , t_{12} и v_t сохраняется при изменении угла α и расстояния H (см. рис. 1), так как в основном он определяется параметрами $TД$. По результатам исследований разных вариантов реализации устройства определено, что значение H_s целесообразно выбирать из диапазона $2,3 \text{ мм} < |H_s - H_s^0| < 2,5 \text{ мм}$. В этом интервале минимально влияние на результаты измерений как случайной составляющей погрешности, так и расстояния H от отверстия истечения газовой струи до поверхности жидкости.

Варианты I, IV реализации устройства позволяют фиксировать два интервала времени t_1 , t_2 деформации поверхности жидкости струёй газа, а вязкость определять по их среднему арифметическому t_{12} . Из рис. 3, б следует, что использование параметра t_2 вполне допустимо, так как коэффициент вариации для этого интервала времени ненамного больше коэффициента вариации интервала t_1 . Использование среднего арифметического t_{12} важно для уменьшения влияния показателя преломления контролируемой жидкости и внешнего освещения на результаты измерений. Указанные факторы оказывают влияние на ширину зоны нечувствительности $TД$ при равенстве световых потоков лазерного излучения, падающего на фотодиоды. При уменьшении показателя преломления и усилении внешнего светового потока ширина зоны нечувствительности увеличивается с уменьшением времени t_1 и увеличением времени t_2 . Среднее арифметическое t_{12} изменяется значительно слабее. Использование двух значений времени t_1 , t_2 также

позволяет уменьшить влияние расстояния H на результаты измерений, так как зависимости $t_1(H)$, $t_2(H)$ в окрестности заданного значения H частично компенсируют друг друга.

При выборе между вариантами I и IV реализации устройства предпочтение следует отдать варианту I (см. рис. 1, 2), так как при этом снижается влияние расстояния H , а также плотности и поверхностного натяжения контролируемой жидкости на результаты измерений вязкости. При одновременном изменении расстояний H , H_s на 0,1 мм выходной сигнал устройства изменяется на 0,5; 0,9; 2,7 % для вариантов реализации I, III, IV соответственно. Сильное влияние расстояний H , H_s при реализации варианта IV обусловлено тем, что при одинаковом абсолютном изменении расстояний (0,1 мм) во всех вариантах относительное изменение расстояния H_s для варианта IV оказывается значительно большим, чем для других вариантов реализации устройства.

Влияние плотности и поверхностного натяжения жидкости на результаты измерений, как указывалось ранее, связано с линейным перемещением углубления, наименьшим при варианте IV (15,5 мм против 20,5 мм для вариантов I, III). Уменьшение линейного перемещения в варианте IV связано с тем, что для срабатывания $TД$ необходима большая деформация поверхности контролируемой жидкости при меньшем расстоянии H_s . По мере перемещения волны по поверхности жидкости высота волны уменьшается, поэтому при больших значениях x лазерный луч отклоняется недостаточно для срабатывания $TД$ при $H_s < H_s^0$ (см. рис. 1, 2).

Таким образом наилучшим вариантом реализации устройства является вариант I.

Экспериментальное определение погрешности измерений вязкости бесконтактным аэрогидродинамическим устройством. Для варианта I реализации устройства экспериментально определены функции измерений вязкости и погрешности измерений. В экспериментах использованы стандартные образцы (СО) вязкости Brookfield и жидкости, действительные значения η_0 вязкости которых получены с помощью вискозиметра Брукфильда, калиброванного с использованием СО (таблица) [24]. Все исследования проводили при температуре жидкостей $(25,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$. Значения

Результаты экспериментального определения погрешности измерений вязкости бесконтактным аэрогидродинамическим устройством

Жидкость	η_0 , Па·с	t_{12} , с	$\eta = -0,294 + 6,950t_{12}$			$\eta = -0,14 + 6,76t_{12}$		
			η , Па·с	$\Delta\eta$, Па·с	δ_η , %	η , Па·с	$\Delta\eta$, Па·с	δ_η , %
Масло трансмиссионное ТСп-15К	0,421±0,003	0,106	0,443	0,022	5,2	0,577	0,156	37,0
Масло компрессорное КС-19	0,607±0,005	0,125	0,575	-0,032	5,3	0,705	0,098	16,1
Масло трансмиссионное ТАп-15В	0,880±0,005	0,166	0,860	-0,020	2,3	0,982	0,102	11,6
Глицерин	1,055±0,015	0,200	1,096	0,041	3,9	1,212	0,157	14,9
Масло трансмиссионное ТЭп-15	2,72±0,02	0,422	2,64	-0,08	3,0	2,71	-0,01	0,3
Масло трансмиссионное автотракторное* (Нигрол)	3,84±0,06	0,578	3,72	-0,12	3,0	3,77	-0,07	1,9
СО Brookfield 12500	12,20±0,12	1,860	12,6	0,4	3,5	12,4	0,2	1,9
Эпоксидная смола ЭД-20	26,1±0,3	3,850	26,5	0,4	1,4	25,9	-0,2	0,8
СО Brookfield 100000	101,8±1,0	15,000	104,0	2,2	2,2	101,3	-0,5	0,5

*Согласно ГОСТ 542-50 «Масло трансмиссионное автотракторное. Технические условия».

времени t_{12} действия струи на поверхность жидкости определены по результатам многократных измерений. Плотность жидкостей находится в диапазоне от 900 до 1300 кг/м³. Зависимость вязкости η от времени t_{12} аппроксимирована двумя линейными функциями $\eta = b_0 + b_1 t_{12}$, где $b_0 = -0,294$ Па·с, $b_1 = 6,95$ Па для невязких жидкостей ($\eta \leq 2$ Па·с) и $b_0 = -0,14$ Па·с, $b_1 = 6,76$ Па для вязких жидкостей ($\eta > 2$ Па·с). Результаты экспериментального определения погрешности измерений вязкости бесконтактным аэрогидродинамическим устройством приведены в таблице, полужирным шрифтом выделены значения, соответствующие применению различных функций измерений в указанных диапазонах, курсивным – значения, полученные при аппроксимации функцией для вязких жидкостей зависимости $\eta(t_{12})$ в диапазоне до 2 Па·с и отличающиеся высокой погрешностью. Из таблицы следует, что при использовании функции измерений для невязких жидкостей относительная погрешность δ_η составила не более 6 и 4 % в диапазонах 0,4–1,0 и 1–100 Па·с соответственно. Применение функции измерений для вязких жидкостей позволяет определять значения вязкости в диапазоне 2–100 Па·с с относительной погрешностью $\delta_\eta \leq 2$ %.

Заключение. Результаты экспериментальных исследований, представленные в настоящей работе, позволили сделать обоснованный выбор одного из вариантов реализации бесконтактного аэрогидродинамического устройства для измерений вязкости и оценить погрешность измерений. Рассмотренное устройство позволяет измерять вязкость жидкостей в диапазоне 2–100 Па·с с относительной погрешностью не более 2 % при изменении плотности от 900 до 1300 кг/м³. Преобладающей является мультипликативная погрешность измерений. Статическая характеристика линейна, близка к пропорциональной. Устройство целесообразно использовать для контроля вязких жидкостей, например при исследовании процесса отверждения смол.

В дальнейшем планируется выполнить математическое моделирование процесса взаимодействия струи газа с поверхностью жидкости и оптимизацию конструктивных и режимных параметров устройства для контроля невязких жидкостей. Такие исследования позволят определить нижний предел измерений и повысить их точность.

Список литературы

1. Мордасов М. М., Савенков А. П. Бесконтактные методы измерения вязкости жидкостей (обзор) // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2013. Т. 79. № 1. С. 27–35.
2. Sohl C. H., Miyano K., Ketterson J. B., *Review of Scientific Instruments*, 1978, vol. 49, no. 10, pp. 1464–1469. <https://doi.org/10.1063/1.1135288>
3. Behrooz F., Smith J., Even W., *American Journal of Physics*, 2010, vol. 78, no. 11, pp. 1165–1169. <https://doi.org/10.1119/1.3467887>
4. B. M. Pierce, D. B. Chang, US Patent no. 5005401 (9 April 1991).
5. Nishimura Y., Hasegawa A., Nagasaka Y., *Review of Scientific Instruments*, 2014, vol. 85, no. 044904, 11 p. <https://doi.org/10.1063/1.4871992>
6. Koller T. M., Klein T., Giraudet C., Chen J., Kalantar A., van der Laan G. P., Rausch M. H., Froba A. P., *Journal of Chemical & Engineering Data*, 2017, vol. 62, no. 10, pp. 3319–3333. <https://doi.org/10.1021/acs.jced.7b00363>
7. Herlach D. M., Cochrane R. F., Egry I., Fecht H. J., Greer A. L., *International Materials Reviews*, 1993, vol. 38, no. 6, pp. 273–347. <https://doi.org/10.1179/095066093790326267>
8. Li L. H., Hu L., Yang S. J., Wang W. L., Wei B., *Journal of Applied Physics*, 2016, vol. 119, no. 035902, 8 p. <https://doi.org/10.1063/1.4940243>
9. Brillo J., Lohöfer G., Schmidt-Hohagen F., Schneider S., Egry I., *International Journal of Materials and Product Technology*, 2006, vol. 26, no. 3/4, pp. 247–273. <https://doi.org/10.1504/IJMPT.2006.009469>
10. Langstaff D., Gunn M., Greaves G. N., Marsing A., Kargl F., *Review of Scientific Instruments*, 2013, vol. 84, no. 124901, 10 p. <https://doi.org/10.1063/1.4832115>
11. Kremer J., Kilzer A., Petermann M., *Review of Scientific Instruments*, 2018, vol. 89, no. 015109, 8 p. <https://doi.org/10.1063/1.4998796>
12. Ansari Hosseinzadeh V., Holt R. G., *Journal of Applied Physics*, 2017, vol. 121, no. 174502, 6 p. <https://doi.org/10.1063/1.4982908>
13. Kuo F.-J., Sheng C.-T., Ting C.-H., *Journal of Food Engineering*, 2008, vol. 86, no. 1, pp. 84–90. <https://doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2007.09.016>
14. Мордасов М. М., Савенков А. П., Чечетов К. Е. Особенности применения термина «бесконтактный метод измерения» // Датчики и системы. 2017. № 4. С. 47–52.
15. Postnov D. D., Moller F., Sosnovtseva O., *PLoS ONE*, 2018, vol. 13(9), no. e0203141, 10 p. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0203141>
16. Пат. № 2305271 РФ / Б. А. Безуглый, О. А. Тарасов, С. И. Чемоданов // Изобретения. Полезные модели. 2007. № 24.
17. Yoshitake Y., Mitani, S., Sakai, K., Takagi, K., *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, no. 024901, 6 p. <https://doi.org/10.1063/1.1839640>
18. S. Nowinski, GB Patent no. 2192987 (27 January 1988).
19. P. G. Backes, US Patent no. 5024080 (18 June 1991).
20. Мордасов М. М., Савенков А. П. Пневматическое бесконтактное измерение вязкости жидкостей // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2009. Т. 75. № 2. С. 33–37.
21. Мордасов Д. М., Мордасов М. М., Савенков А. П. Аэрогидродинамические эффекты в бесконтактных струйных методах неразрушающего контроля вязкости жидких веществ. М.: Физматлит, 2012. 352 с.
22. Мордасов М. М., Савенков А. П., Сафонова М. Э., Сычев В. А. Бесконтактное триангуляционное измерение расстояния до зеркальных поверхностей // Автометрия. 2018. Т. 54. № 1. С. 80–88. <https://doi.org/10.15372/AUT20180111>
23. Мордасов М. М., Савенков А. П., Сычев В. А., Мозгова Г. В. Лазерный триангуляционный детектор расстояния до зеркальной поверхности // Датчики и системы. 2018. № 3. С. 49–53.
24. Мищенко С. В., Мордасов М. М., Савенков А. П., Сычев В. А. Исследования влияния размеров сосуда с жидкостью на показания вискозиметра Брукфильда // Измерительная техника. 2020. № 4. С. 33–38. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2020-4-33-38>

References

1. Mordasov M. M., Savenkov A.P., *Inorganic Materials*, 2014, vol. 50, no. 15, pp. 1435–1443.
<https://doi.org/10.1134/S0020168514150126>
2. Sohl C. H., Miyano K., Ketterson J. B., *Review of Scientific Instruments*, 1978, vol. 49, no. 10, pp. 1464–1469.
<https://doi.org/10.1063/1.1135288>
3. Behroozi F., Smith J., Even W., *American Journal of Physics*, 2010, vol. 78, no. 11, pp. 1165–1169.
<https://doi.org/10.1119/1.3467887>
4. B. M. Pierce, D. B. Chang, US Patent no. 5005401 (9 April 1991).
5. Nishimura Y., Hasegawa A., Nagasaka Y., *Review of Scientific Instruments*, 2014, vol. 85, no. 044904, 11 p.
<https://doi.org/10.1063/1.4871992>
6. Koller T. M., Klein T., Giraudet C., Chen J., Kalantar A., van der Laan G. P., Rausch M. H., Froba A. P., *Journal of Chemical & Engineering Data*, 2017, vol. 62, no. 10, pp. 3319–3333.
<https://doi.org/10.1021/acs.jced.7b00363>
7. Herlach D. M., Cochrane R. F., Egry I., Fecht H. J., Greer A. L., *International Materials Reviews*, 1993, vol. 38, no. 6, pp. 273–347. <https://doi.org/10.1179/095066093790326267>
8. Li L. H., Hu L., Yang S. J., Wang W. L., Wei B., *Journal of Applied Physics*, 2016, vol. 119, no. 035902, 8 p.
<https://doi.org/10.1063/1.4940243>
9. Brillo J., Lohöfer G., Schmidt-Hohagen F., Schneider S., Egry I., *International Journal of Materials and Product Technology*, 2006, vol. 26, no. 3/4, pp. 247–273.
<https://doi.org/10.1504/IJMPT.2006.009469>
10. Langstaff D., Gunn M., Greaves G. N., Marsing A., Kargl F., *Review of Scientific Instruments*, 2013, vol. 84, no. 124901, 10 p.
<https://doi.org/10.1063/1.4832115>
11. Kremer J., Kilzer A., Petermann M., *Review of Scientific Instruments*, 2018, vol. 89, no. 015109, 8 p.
<https://doi.org/10.1063/1.4998796>
12. Ansari Hosseinzadeh V., Holt R. G., *Journal of Applied Physics*, 2017, vol. 121, no. 174502, 6 p.
<https://doi.org/10.1063/1.4982908>
13. Kuo F.-J., Sheng C.-T., Ting C.-H., *Journal of Food Engineering*, 2008, vol. 86, no. 1, pp. 84–90.
<https://doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2007.09.016>
14. Mordasov M. M., Savenkov A. P., Chechetov K. E., *Sensors and Systems*, 2017, no. 4, pp. 47–52 (in Russian).
15. Postnov D. D., Moller F., Sosnovtseva O., *PLoS ONE*, 2018, vol. 13(9), no. e0203141, 10 p.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0203141>
16. Bezuglyj B. A., Tarasov O. A., Chemodanov S. I., RF Patent no. 2305271, *Byull. Izobret.*, no. 24 (2007).
17. Yoshitake Y., Mitani, S., Sakai, K., Takagi, K., *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, no. 024901, 6 p.
<https://doi.org/10.1063/1.1839640>
18. S. Nowinski, GB Patent no. 2192987 (27 January 1988).
19. P. G. Backes, US Patent no. 5024080 (18 June 1991).
20. Mordasov M. M., Savenkov A. P., *Industrial Laboratory. Diagnostics of Materials*, 2009, vol. 75, no. 2, pp. 33–37 (In Russian).
21. Mordasov D. M., Mordasov M. M., Savenkov A. P., *Aerogidrodinamicheskie efekty v beskontaktnykh struinykh metodah nerazrushayushchego kontrolya vyazkosti zhidkih veschestv*, Moscow, Fizmatlit Publ., 2012, 352 p. (in Russian).
22. Mordasov M. M., Savenkov A. P., Safonova M. E., Sychev V. A., *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 2018, vol. 54, no. 1, pp. 69–75.
<https://doi.org/10.3103/S8756699018010119>
23. Mordasov M. M., Savenkov A. P., Sychev V. A., Mozgova G. V., *Sensors and Systems*, 2018, no. 3, pp. 49–53 (in Russian).
24. Mischenko S. V., Mordasov M. M., Savenkov A. P., Sychev V. A., *Measurement Techniques*, 2020, vol. 63, no. 4, pp. 288–294. <https://doi.org/10.1007/s11018-020-01784-2>

Дата поступления: 14.05.2020.

Дата принятия: 10.06.2020.

A non-contact pneumoelectric device for liquid viscosity measurement

Aleksandr P. Savenkov, Mikhail M. Mordasov, Vladislav A. Sychev

Tambov State Technical University, Tambov, Russia, e-mail: savencow@yandex.ru, mmm-tmb@rambler.ru, flyholand@mail.ru

Non-contact aerohydrodynamic methods, unlike other non-contact methods, allow highly accurate determination of the viscosity of inhomogeneous and opaque liquids in any industry in the interval of 2–100 Pa·s. The pulsed aerohydrodynamic method was proposed about thirty years ago, and is the most promising of the non-contact methods, but it has not received proper development. The method consists in deforming the surface of a tested liquid with a gas jet and determining the viscosity from the time takes to reach a predetermined degree of deformation from the moment when the gas jet was applied. The paper presents the results of studies of a non-contact aerohydrodynamic device for measuring viscosity with a laser triangulation detector of the liquid surface, the use of which made it possible to fully automate the device and significantly increase the accuracy of viscosity measurements. The aim of the research is to choose the most promising of four possible variants for implementing the device. The choice was made according to criteria, the fulfillment of which ensures a decrease in the sensitivity of the device to influencing quantities, and an increase in the measurement accuracy. A description of the design and principle of operation of the device is given. The results of studies of design parameters influence on the systematic and random components of the measurement error are presented. The relative error in measuring the viscosity of liquids in the interval from 2 to 100 Pa·s does not exceed 2 %. The developed non-contact aerohydrodynamic device is advisable to use in testing of viscous liquids in various industries.

Key words: aerohydrodynamic method, gas, jet, liquid, non-contact method, viscosity, surface, triangulation detector.

Теплопроводность пиролитического графита марки УПВ-1 при температурах 1900–2950 К

А. В. Костановский, М. Е. Костановская, М. Г. Зеодинов, А. А. Пронкин

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Российская Федерация,
e-mail: Kostanovskiy@gmail.com, laimfam@gmail.com, mz.64@mail.ru, pronkin.a.a@gmail.com

Рассмотрена необходимость учёта нарушения параллельности между векторами плотности теплового потока и градиента температуры при исследовании теплопроводности анизотропных материалов. Предложен метод измерения теплопроводности пиролитического графита марки УПВ-1 в направлении параллельно плоскости его осаждения. Преимуществом предложенного метода является возможность определения теплопроводности пиролитического графита параллельно плоскости осаждения с учётом нарушения параллельности между векторами плотности теплового потока и градиента температуры. Исследованы образцы в виде полых цилиндров, у которых плоскость осаждения пиролитического графита расположена вдоль радиуса цилиндра. Плотность теплового потока определена на основе радиационного потока теплоты, излучаемой с внешней поверхности образца, градиент температуры рассчитан вдоль радиуса и таким образом выполнено условие параллельности между векторами плотности теплового потока и градиента температуры. Выполнен сравнительный анализ значений теплопроводности, полученных в настоящей работе (параллельно плоскости осаждения) и приведённых в справочных источниках. Диапазон исследованных температур расширен в область более высоких значений на 450 К и составляет 1900–2950 К.

Ключевые слова: пиролитический графит, теплопроводность, вектор плотности теплового потока, вектор градиента температуры.

Введение. Графиты и пиролитические графиты (ПГ) применяются в широком диапазоне 300–3000 К изменения температуры. В современных технологических процессах сохраняется тенденция повышения значений температуры, что определяет необходимость изучения свойств графитов [1, 2]. Большинство исследований теплопроводности ПГ было опубликовано в прошлом столетии. При этом для определения теплопроводности анизотропных ПГ использовали методики, которые применяли для изотропных материалов. Развитие физики анизотропных материалов позволило установить нарушение параллельности между векторами плотности теплового потока и градиента температуры, что поставило вопрос о корректности полученных данных теплопроводности ПГ. Теплопроводность λ графитов в стационарном тепловом режиме обычно исследуется методами плоского слоя или радиального теплового потока. При высоких температурах T в качестве источника нагрева образца использовали прямое пропускание электрического тока. Теплопроводность определяли на основе закона Фурье в зависимости от геометрии образца и граничных условий и предполагали, что векторы плотности теплового потока и градиента температуры являются параллельными друг другу [3]. При этом плотность теплового потока рассчитывали по введённой тепловой или электрической мощности, а градиент температуры находили непосредственно (в стержне измерение двух действительных температур на различной глубине) или косвенно (при

определении действительной температуры на поверхности образца использовали излучательную способность материала). Указанные методики позволяли находить λ графитов изотропных марок или с небольшим вкладом анизотропии [4, 5]. Теплопроводности ПГ, измеренные параллельно и перпендикулярно плоскости осаждения, различаются на 1–3 порядка в зависимости от уровня температуры, однако методы определения λ (метод Пауэлла–Шоффилда [5, 6], longitudinal heat flow method, radial heat flow method, periodic or transient heat flow method [5]) используются такие же, как при исследовании изотропных графитов. Известно, что в анизотропных материалах нарушается параллельность между векторами плотности теплового потока и градиента температуры [7]. Эта особенность накладывает определенные требования на методику определения теплопроводности ПГ и её экспериментальную реализацию.

Цель настоящей статьи – оценка теплопроводности $\lambda^{\parallel}$ параллельно плоскости осаждения ПГ марки УПВ-1 в области температур 1900–2950 К с учётом нарушения параллельности между векторами плотности теплового потока и градиента температуры.

Эксперимент. Образцы ПГ марки УПВ-1 были изготовлены в АО «НИИГРАФИТ» (Россия) методом термического разложения газообразных углеводородов и осаждения углерода на нагретую поверхность. Образцы плотностью 2,15 г/см³ представляли собой пять последовательно соединённых

друг с другом полых цилиндров каждый длиной 6 мм и отношением внешнего радиуса r_2 к внутреннему радиусу r_1 5,48:1,55 мм или 5,48:2,21 мм. Ось цилиндров совпадала с с-направлением ПГ (с направлением перпендикулярно плоскости осаждения). Торцевые поверхности каждого цилиндра составляли угол 60° с продольной осью цилиндра. К торцевым плоскостям боковых цилиндров ПГ плотно примыкали две втулки из графита марки МПГ-7 в форме полого цилиндра длиной 23 мм и $r_2/r_1 = 5,5/1,5$ мм, которые закрепляли в цанговых зажимах. Таким образом, экспериментальный образец общей длиной 76 мм представлял собой сборку пяти полых цилиндров из ПГ длиной 30 мм с высоким электрическим сопротивлением и двух втулок из графита с низким сопротивлением. Указанный вариант сборки позволил получить в центральной части образца «изотермический участок» длиной не менее 16 мм.

В центре «изотермического участка» экспериментального образца перпендикулярно его оси сделано отверстие диаметром 0,5 мм и длиной, равной толщине стенки цилиндра. Данное отверстие и внутренняя полость экспериментального образца имитировали модель абсолютно чёрного тела (АЧТ). Температуру внутренней поверхности экспериментального образца измеряли с помощью модели АЧТ через окно камеры оптическим автоматическим микропирометром с диаметром пятна визирования 0,3 мм. Микропирометр работал на длине волны $\lambda_n = 0,65$ мкм. Для определения действительной температуры T_{r1} внутренней поверхности экспериментального образца радиусом r_1 вводили поправку на поглощение стеклом окна камеры. При расчёте степени совершенства модели АЧТ применяли решение, предложенное в работе [8], при этом рассматривали внутреннюю поверхность образца, как изотермическую трубчатую модель длиной $2l$ с открытыми концами и отверстием в центре боковой поверхности и диффузным отражением стенок. Безразмерная длина модели АЧТ составляет $l/r = 30/1,55 \approx 20$, нормальная эффективная излучательная способность – около 0,994.

В двух полых цилиндрах ПГ, прилегающих к центральному цилиндру, в центре боковой поверхности перпендикулярно продольной оси просверлены два отверстия диаметром 0,5 мм. Данные отверстия необходимы для крепления точечных потенциальных зондов – вольфрамовой проволоки диаметром 0,138 мм. Один конец проволоки трижды складывали и вставляли жёсткой посадкой в отверстие, другой – выводили через окно камеры.

Принципиальная схема экспериментальной установки состоит из камеры, газо-вакуумной и диагностической систем [9, 10]. Внутри камеры расположены водоохлаждаемые токоподводы, между которыми горизонтально закреплён образец. Камеру заполняли аргоном высокой чистоты, давление составляло 0,10–0,15 МПа. Образец нагревали постоянным электрическим током. В процессе эксперимента в стационарном тепловом режиме измеряли температуру T_{r1} внутренней поверхности и яркостную температуру $T_{r2}^{рк}$ внешней поверхности образца в центре «изотермического участка», а также силу тока I и падение напряжения U между зондами.

Данная установка и экспериментальные образцы позволяют реализовать метод двух цилиндров, в котором предполагается, что вся введённая между зондами электрическая мощность выводится с внешней поверхности образца радиационным тепловым потоком плотностью $q_{изл} = q_{IU}$ при этом векторы плотности теплового потока $q_{изл}$ и градиента температуры $grad(T)$ параллельны друг другу, что справедливо для изотропных материалов [9, 10].

Результаты и обсуждение. По итогам первых экспериментов, выполненных методом двух цилиндров, установили, что баланс теплоты не выполняется: плотность теплового потока, измеряемая на «изотермическом участке» между зондами и рассчитанная по введённой электрической мощности q_{IU} , оказывалась выше плотности $q_{изл}$ радиационного потока с внешней поверхности. Эти результаты подтвердили предположение о некорректности использования метода радиального теплового потока при исследовании анизотропных материалов.

В данной работе в соответствии с законом Фурье теплопроводность рассчитали по формуле

$$\lambda^{\parallel} = -q_{изл}/grad(T); \quad (1)$$

$$grad(T) \approx \Delta T/\Delta h = (T_{r2} - T_{r1})/(r_2 - r_1).$$

Вектор $grad(T)$ находили вдоль радиуса цилиндрического образца (направление плоскости осаждения ПГ совпадало с радиусом) в приближении плоского слоя. Данное приближение означает, что толщина Δh стенки цилиндра должна быть минимальной. При расчёте плотности теплового потока использовали действительное значение

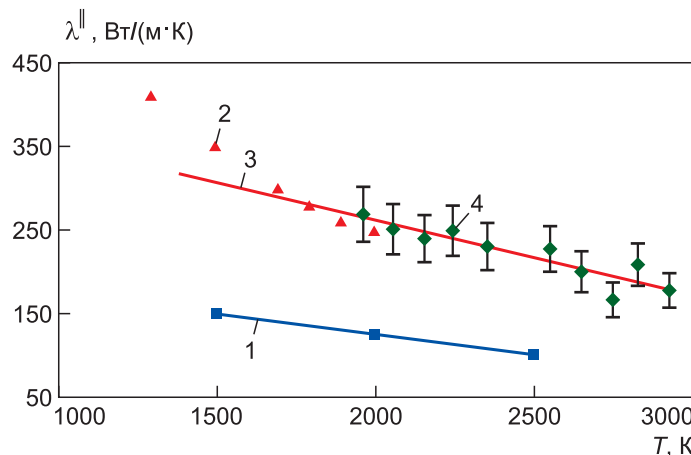


Рис. 1. Температурные зависимости теплопроводности ПГ параллельно плоскости осаждения:

1 – полученные для графита марки УПВ-1 в работе [4]; 2, 3 – соответственно полученные (точки) и рекомендованные (прямая) в [5] для марок импортного графита; 4 – полученные для графита марки УПВ-1 в настоящей статье

Fig. 1. Dependence of heat conductivity pyrographite in parallel an surface of sedimentation from temperature: 1 – mark UPV-1 [4]; 2, 3 – experimental and recommended respectively NBS USA for foreign marks [5]; 4 – for mark UPV-1 in the present work

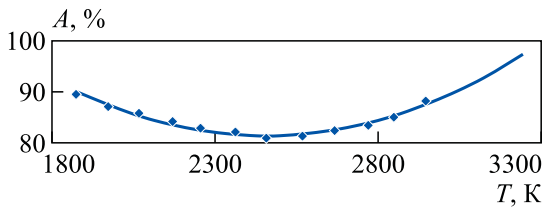


Рис. 2. Зависимость отношения A от определяющей (референтной) температуры

Fig. 2. Dependence of relation A from reference temperature

T_{r2} температуры внешней поверхности, а также интегральную полусферическую излучательную способность ε_{th} ПГ, измеренную в направлении, перпендикулярном плоскости осаждения (с-поверхности):

$$q_{изл} = 5,67 \cdot 10^{-8} \varepsilon_{th} (T_{r2}^4 - 300^4) n, \quad (2)$$

где n – единичный вектор нормали к поверхности излучения.

Отметим, что интегральную полусферическую излучательную способность ε_{th} использовали в качестве оценки сверху вместо интегральной нормальной излучательной способности, которая для ПГ неизвестна.

Температуры внутренней и внешней поверхностей измеряли в одном сечении. Действительное значение температуры внешней поверхности образца T_{r2} определяли, используя закон Вина, измеренную яркостную температуру $T_{r2}^{ярк}$ и справочные данные о нормальной спектральной излучательной способности ε_{λ} с-поверхности ПГ [8]:

$$\ln(\varepsilon_{\lambda}) = 1,438 \cdot 10^{-2} (1/T_{r2} - 1/T_{r2}^{ярк}) / \lambda_n. \quad (3)$$

Среднее арифметическое значение действительных значений температуры внутренней и внешней поверхностей образца было принято за температуру отнесения для величины $\lambda^{II}(T)$.

Рассчитанные по формулам (1)–(3) для образца размером $r_2/r_1 = 5,48/2,21$ мм значения теплопроводности λ^{II} приведены на рис. 1 в сравнении с данными, представленными в [4, 5]. Теплопроводность, полученная авторами настоящей статьи, оказывается выше теплопроводности, приведённой в [4] для ПГ марки УПВ-1. Эта разница обусловлена влиянием двух факторов – теплового и геометрического.

Влияние первого фактора иллюстрирует рис. 2, на котором приведена зависимость $A(T)$, где A – отношение модуля вектора $q_{изл}$ плотности радиационного потока, выбранного в качестве проекции вектора q_{IU} на направление вектора $grad(T)$, к рассчитанному по введённой электрической мощности модулю q_{IU} вектора плотности теплового потока:

$$A = |q_{изл}| / |q_{IU}| \cdot 100;$$

$$q_{IU} = I \times U / (2\pi r_2 l_z),$$

где l_z – расстояние между зондами.

Из рис. 2 следует, что модуль $|q_{изл}|$ составляет 80–90% модуля $|q_{IU}|$. Заметим, что приведённая на рис. 2 кривая $A(T)$ в дальнейшем требует уточнения, так как не учтены зависимости $\varepsilon_{th}(T)$ и $\varepsilon_{\lambda}(T)$, поскольку их значения ограничены $T_{max} = 1900$ и 1700 К соответственно [8]. Параметры ε_{th} , ε_{λ} определены, во-первых, по введённой электрической мощности, и во-вторых, по значениям теплопроводности ПГ импортного производства. С ростом температуры отношение $A(T)$ должно возрастать, приближаясь к ста процентам, так как анизотропия теплопроводности уменьшается [4, 5]. Таким образом, влияние первого фактора – плотности теплового потока, рассчитанной по введённой электрической мощности, приводило к завышению значений теплопроводности, указанных в [4].

Влияние второго фактора обусловлено следующим: при определении $grad(T)$ авторы настоящей статьи использовали приближение плоского слоя, при котором $\Delta h = r_2 - r_1 = 0,00327$ м. Однако для цилиндрической стенки с равномерно распределёнными источниками теплоты $\Delta h = 0,0018$ м [9, 10]. Поэтому влияние второго – геометрического – фактора привело к занижению значений теплопроводности, указанных в [4], причём влияние геометрического фактора оказалось более значимым, чем теплового. В итоге для ПГ марки УПВ-1 данные о λ^{II} [4], оказались меньше значений λ^{II} , измеренных в настоящей работе.

Сравнение с данными по теплопроводности ПГ зарубежных марок также приведено на рис. 1. Следует отметить, что исследования $\lambda^{II}(T)$ ПГ проводили с использованием методик, в которых не учитывалось нарушение параллельности между векторами q_{IU} и $grad(T)$. Тот факт, что значения λ^{II} , полученные в настоящей работе, мало отличаются от данных, рекомендованных NBS USA [5], связан, по-видимому, с различной технологией получения ПГ. Однако аналогично анализу данных, указанных в [4], можно сделать вывод о вероятном занижении результатов измерения теплопроводности приведённых в [5].

Из рис. 1 следует, что с ростом температуры $\lambda^{II}(T)$ уменьшается аналогично теплопроводности $\lambda(T)$ изотропных марок графита, для которых показано, что механизм теплопроводности определяется фоновым взаимодействием [3, 4].

Суммарная относительная расширенная неопределённость измерения теплопроводности ПГ марки УПВ-1 составляет примерно 12 % при 2950 К (нормальный закон распределения, коэффициент покрытия $k = 2$) и увеличивается с уменьшением температуры.

Заключение. Преимуществом метода измерения теплопроводности на основе $q_{изл}$ является возможность оценки λ параллельно плоскости осаждения ПГ с учётом нарушения параллельности между векторами q_{IU} и $grad(T)$, что имеет фундаментальное значение. Экспериментальная реализация предложенного метода упрощается, т. е. достаточно использовать один тонкостенный полый цилиндр, так как измеряются только две температуры T_{r1} , $T_{r2}^{ярк}$. Метод можно применять при высоких температурах. К недостаткам метода следует отнести необходимость привлекать данные о радиационных свойствах ПГ в направлении, перпендикулярном плоскости осаждения, определяемые в области $T > 2000$ К, и применять методики, в которых не используется теплопроводность. Приведённые в настоящей

работе значения $\lambda^{\parallel}$ ПГ марки УПВ-1, найденные описанным методом, получены впервые. Диапазон исследованных температур составляет 1900–2950 К и расширен на 450 К в область более высоких значений по сравнению с диапазоном, приведённым в [4]. Указанный метод исследования позволит уточнить данные по теплопроводности других марок ПГ как параллельно, так и перпендикулярно плоскости осаждения в области высоких температур, что имеет прикладное значение.

Список литературы

1. Wang L. W., Tamainot-Telto Z., Metcalf S. J., Critoph R. E., Wang R. Z., *Applied Thermal Engineering*, 2010, vol. 30, no. 13, pp. 1805–1811.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.04.014>
2. Miszczak M., Świdorski W., *International Journal of Modern Manufacturing Technologies*, 2012, vol. 4, no. 2, pp. 55–60.
3. Костановский А. В., Костановская М. Е., Зеодинов М. Г. О фоновом механизме теплопроводности графита при высоких температурах // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51. № 3. С. 477–480.
4. Соседов В. П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Справочник. М.: Металлургия, 1975. 334 с.
5. Ho C. Y., Powell R. W., Liley P. E., *Thermal Conductivity of Selected Materials. Pt. 2*, Washington, Superintendent of Documents Government Printing Office, 1968, 148 p.
6. Чеховской В. Я., Петров В. А., Петрова И. И., Люкшин Е. Н. Теплопроводность пирографита при высоких температурах // Теплофизика высоких температур. 1971. Т. 9. № 1. С. 80–84.
7. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика от тепловых двигателей до диссипативных структур. Пер. с англ. М.: Мир, 2002. 461 с.
8. Латышев Л. Н., Петров В. А., Чеховской В. Я., Шестаков Е. Н. Излучательные свойства твёрдых материалов. Справочник под общ. ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 470 с.
9. Костановский А. В., Зеодинов М. Г., Костановская М. Е. Теплопроводность и излучательная способность графита DE-24 при температурах 2300–3000 К // Измерительная техника. 2010. № 12. С. 38–41.

10. Костановский А. В., Зеодинов М. Г., Костановская М. Е., Пронкин А. А. Теплопроводность силицированного карбида кремния при 1400–2200 К // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. № 1. С. 137–139. <https://doi.org/10.1134/S0040364419010150>

References

1. Wang L. W., Tamainot-Telto Z., Metcalf S. J., Critoph R. E., Wang R. Z., *Applied Thermal Engineering*, 2010, vol. 30, no. 13, pp. 1805–1811.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.04.014>
2. Miszczak M., Świdorski W., *International Journal of Modern Manufacturing Technologies*, 2012, vol. 4, no. 2, pp. 55–60.
3. Kostanovskiy A. V., Kostanovskaya M. E., Zeodinov M. G., *High Temperature*, 2013, vol. 51, no. 3, pp. 426–429.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X13030036>
4. Sosodov V. P., *Svoistva konstruksionnih materialov on the base of carbon*, Moscow, Metallurgiya Publ., 1975, 334 p. (in Russian).
5. Ho C. Y., Powell R. W., Liley P. E., *Thermal Conductivity of Selected Materials. Pt. 2*, Washington, Superintendent of Documents Government Printing Office, 1968, 148 p.
6. Chekhovskoi V. Ya., Petrov V. A., Petrova I. I., Lukshin E. N., *High Temperature*, 1971, vol. 9, no. 1, pp. 80–84.
7. Prigogine I., Kondepudi D., *Modern Thermodynamics. From Heat Engines to Dissipative Structures*, New York, John Wiley&Sons, 1999, 451 p.
8. Latiev L. N., Petrov V. A., Chekhovskoi V. Ya., and Shestakov E. N., *Izluchatel'nye svoistva tverdykh materialov. Spravochnik*, Ed. A. E. Sheindlin, Moscow, Energiya Publ., 1974, 470 p. (in Russian).
9. Kostanovskii A. V. Zeodinov M. G., Kostanovskaya M. E., *Measurement Techniques*, 2011, vol. 53, no. 12, pp. 1380–1388.
<https://doi.org/10.1007/s11018-011-9670-7>
10. Kostanovskiy A. V., Zeodinov M. G., Kostanovskaya M. E., Pronkin A. A., *High Temperature*, 2019, vol. 57, no. 1, pp. 122–123.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X19010152>

Дата поступления: 04.03.2020.

Дата принятия: 20.03.2020.

Heat conductivity of pyrolytic graphite of mark UPV-1 at temperatures 1900–2950 K

Alexander V. Kostanovskiy, Margarita E. Kostanovskaya, Marat G. Zeodinov, Alexander A. Pronkin

Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation,
e-mail: Kostanovskiy@gmail.com, laimfam@gmail.com, mz.64@mail.ru, pronkin.a.a@gmail.com

The urgency of the work is caused by that at research of heat conductivity in anisotropic materials is necessary to consider infringement of parallelism between vectors of heat flux and a gradient of temperature. In the previous works at studying heat conductivity of pyrolytic graphites techniques which were applied to isotropic graphites were used. Results of measurement of heat conductivity of pyrolytic graphite of mark UPV-1 in a direction in parallel to a plane of sedimentation are presented. The experimental samples which are heated up by an electric current, represented hollow cylinders at which the plane of sedimentation of pyrolytic graphite has been located along radius. It is offered also heat flux which defined on energy of radiation from an external surface of the sample, and a gradient of temperature to measure along radius, that is strictly in parallel each other. The comparative analysis of experimental data of heat conductivity (in parallel a plane of sedimentation), measured in the given work and resulted in literature sources is brought. The range of the investigated temperatures makes 1900–2950 K and is expanded in area of higher values on 450 K.

Key words: pyrolytic graphite, heat conductivity, vectors of a heat flux and a gradient of temperature.

Применение метода спектральной пирометрии в условиях интенсивных сверхвысокочастотных электромагнитных полей

Б. А. Лапшинов, А. В. Мамонтов

Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий,
Москва, Российская Федерация, e-mail: lbaniipmt@mail.ru, a.v.mamontov@gmail.com

Рассмотрено практическое применение метода спектральной пирометрии для контроля температуры диэлектрического объекта, нагреваемого в высокоинтенсивном сверхвысокочастотном электромагнитном поле. Описаны преимущества использования метода спектральной пирометрии перед методами цветовой и яркостной пирометрии при регистрации высоких температур (от 500 °С и выше). Для устранения негативного влияния электромагнитного поля на оптоволоконный кабель, который принимает тепловое излучение от нагреваемого в сверхвысокочастотном поле объекта и в случае недопустимого нагрева может выйти из строя, предложено использовать заградительный волновод, размещённый не снаружи камеры сверхвысокочастотного нагрева, а внутри неё. Показано, что такое решение полностью устраняет негативное влияние электромагнитного поля на оптоволоконный кабель и позволяет расположить приёмный торец кабеля в непосредственной близости от нагреваемого объекта. Приведён расчёт геометрических параметров заградительного волновода для рабочей частоты электромагнитного поля 2450 МГц.

Ключевые слова: спектральная пирометрия, микроволновый нагрев, заградительный волновод.

Введение. Расширение сфер применения энергии микроволн в различных технологических процессах термообработки сопровождается совершенствованием как сверхвысокочастотных (СВЧ) составляющих технологического оборудования (генераторов микроволн, электродинамических систем), так и вспомогательных компонентов, обеспечивающих точность соблюдения технологических режимов. К таким компонентам относятся: системы контроля температуры, массы и влажности обрабатываемого объекта; устройства безопасности эксплуатации СВЧ-оборудования; системы контроля перемещения продукта в случае использования конвейерных линий; интеллектуальные системы управления и др.

Наиболее важными параметрами, характеризующими точность соблюдения режима термообработки, являются температура и её изменение в процессе нагрева. Выход за границы требуемого технологического температурного диапазона, также как и несоблюдение требуемой скорости нагрева, неизбежно влечёт за собой в лучшем случае недостижение ожидаемого эффекта термообработки, в худшем – безвозвратную потерю полезных свойств обрабатываемого объекта. Кроме того, принимая во внимание потенциально высокие скорости нагрева при СВЧ-термообработке, необходимо максимально быстро измерять температуру в минимально возможные промежутки времени. Именно поэтому проектированию систем контроля температурного режима и управления им в СВЧ-установках уделяется первостепенное внимание.

На сегодняшний день существуют разнообразные технические средства, позволяющие с требуемой точностью и быстротой контролировать температуру объекта, нагреваемого в высокоинтенсивном СВЧ электромагнитном поле. При этом всё большее применение находят пирометрические способы измерения, имеющие неоспоримые преимущества перед контактными способами [1]. Выпускаемые в настоящее время специализированные пирометры для работы в условиях высокоинтенсивных СВЧ-полей в связке с системой управления мощностью источников микроволновой энергии обеспечивают достаточно точное и быстрое управление процессом нагрева в диапазоне температур 0–400 °С.

Ситуация усложняется при необходимости контроля температур объектов, нагреваемых от 500 до 1000 °С и выше. Такие режимы термообработки необходимы во многих процессах, например спекание керамической шихты, отпуск механических напряжений в заготовках из оптического материала, карбонизации различных веществ и ряда других. При этом излучательная способность обрабатываемого объекта может изменяться в широких пределах (0,99–0,02), что при заранее неизвестном коэффициенте излучения может привести к значительной (до 20 %) недостоверности показаний пирометра.

Методы пирометрии основаны на том, что интенсивность излучения абсолютно чёрного тела (АЧТ) на выбранной длине волны $I(\lambda_1)$ определяется только температурой. Для АЧТ

с коэффициентом излучения $\varepsilon_0 = 1$ через точку $I(\lambda_1)$ проходит только одна планковская кривая. Для определения температуры нечёрного (серого) тела в яркостной пирометрии необходимо знать его коэффициент излучения на выбранной длине волны $\varepsilon(\lambda_1)$ или в цветовой пирометрии – отношение коэффициентов излучения $\varepsilon(\lambda_1)/\varepsilon(\lambda_2)$. В обоих случаях без достоверных данных о коэффициенте излучения исследуемого объекта неопределённость температуры может достигать десятков процентов.

Для значительной части материалов, применяемых в технике, данные об излучательной способности отсутствуют. При этом класс новых объектов и материалов с неизученными оптическими свойствами быстро увеличивается. Для определения излучательной способности объекта требуется проведение сложных высокотемпературных измерений с применением специального оборудования. Таким образом, для методов оптической пирометрии характерно отсутствие информационной самодостаточности – нет достоверных данных об излучательной способности исследуемого объекта и неясно, носит ли излучение равновесный (температурный) характер. Отсутствие таких данных может привести к значительным (до 20 %) погрешностям при измерении температуры, и полученные данные носят скорее качественный характер [3].

Кроме этого, при калибровке пирометров возникают различного рода неопределённости, которые необходимо выявлять и учитывать в процессе измерений [4].

Цель работы – изучить использование метода спектральной пирометрии для контроля температуры объекта, нагреваемого в СВЧ-поле, как метода, позволяющего не учитывать в измерениях излучательную способность объекта.

Физические основы спектральной пирометрии. В последние десятилетия оптическая пирометрия получила новые измерительные возможности. Это связано с разработкой и внедрением малогабаритных дифракционных спектрометров, работа которых основана на использовании многоэлементных детекторов излучения – ПЗС-линеек. Такие спектрометры за единицы миллисекунд регистрируют широкий спектр излучения в определённом диапазоне длин волн – ближнем ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном. Это даёт возможность при каждой фиксации спектра излучения сравнивать его со спектром АЧТ и находить участки, где спектры подобны, т. е. считать, что объект является серым телом. Переход от измерений интенсивностей излучения на одной или двух длинах волн к измерению на 1000–2000 длин волн (сплошной спектр) позволяет определять температуру объектов с неизвестной излучательной способностью [5].

В соответствии с формулой Планка спектральная интенсивность теплового излучения реального объекта $I_{\lambda, T}$ с учётом коэффициента излучения $\varepsilon < 1$ определяется как

$$I_{\lambda, T} = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} / [\exp[C_2/(\lambda T)] - 1], \quad (1)$$

где $C_1 = 2\pi h c^2 = 37418 \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^4 / \text{см}^2$, $C_2 = hc/k = 14388 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ – первая и вторая пирометрические константы соответственно;

h , k – постоянные соответственно Планка и Больцмана; c – скорость света в вакууме; λ – длина волны излучения.

Согласно формуле Планка (1) для каждой данной длины волны λ с увеличением температуры в различной степени возрастает и лучеиспускательная способность на всех участках спектра. Закон смещения Вина определяет максимум спектральной интенсивности $\lambda_{\max} = 2898/T \text{ К}$.

При $C_2/(\lambda T) \gg 1$ (область Вина) формула (1) принимает вид

$$\ln(\varepsilon C_1) - C_2/(\lambda T) = \ln(\lambda^5 I). \quad (2)$$

Значение $\varepsilon(\lambda, T)$ реальных объектов имеет более сильную зависимость от длины волны, чем от температуры. Для твёрдых тел эта зависимость носит сравнительно плавный характер, а для газообразных – характер резких колебаний.

В случае серого тела при $\varepsilon(\lambda, T) = \text{const}$ выражение (2) описывает прямую в координатах $x = C_2/\lambda$, $y = \ln(\lambda^5 I)$. Наклон прямой определяется температурой. По экспериментальному спектру в координатах (x, y) или его части, в которой спектр объекта совпадает со спектром АЧТ, можно определить температуру объекта без каких-либо данных о коэффициенте излучения.

Преимущества метода спектральной пирометрии. Метод спектральной пирометрии позволяет получать существенно больше первичной информации об объекте, чем это доступно при использовании традиционных методов. Вместо одного или двух значений интенсивности света регистрируется несколько сотен или тысяч значений (сплошной спектр) с помощью спектрометров с полупроводниковой ПЗС-линейкой. Это позволяет компенсировать недостаток исходных данных об объекте, без которых традиционные методы работать не могут.

В спектральной пирометрии регистрируется абсолютный спектр излучения объекта в определённом интервале длин волн (ультрафиолетовом, видимом или ближнем инфракрасном), т. е. количество световой энергии, падающей в единицу времени на единицу площади поверхности. Такой поверхностью является торец оптического волокна (зонда), воспринимающего излучение объекта и передающего его в спектрометр.

Программно-аппаратная реализация метода спектральной пирометрии. Для определения температуры по абсолютному спектру объекта используется спектральный пирометр, который функционально состоит из двух блоков – сбора информации и обработки информации [6]. Блок сбора информации содержит малогабаритный спектрометр и оптическое волокно для доставки излучения от объекта к спектрометру. Блок работает под управлением программного обеспечения, соответствующего используемому спектрометру. Блок обработки спектральной информации построен на использовании специализированной программы вычисления температуры по спектру. Разработанная в ФГБНУ «НИИ ПМТ» программа Spectral Pyrometry (Тимченко Н. И. Программа для ЭВМ «SPECTRAL PYROMETRY» v.3.1. Номер гос. регистрации 2016661057 от 28.09.2016) для спектральных пирометров HR2000+ ультрафиолетового (200–420 нм),

видимого (350–800 нм), ближнего инфракрасного (650–1080 нм) диапазонов и спектрометра NIR Qwest (900–2500 нм) (производство Ocean Optics, США) позволяет [8]:

сравнивать экспериментальный и рассчитанный спектры АЧТ и выявлять максимально совпадающие области спектра; удалять участки спектра с линиями и полосами;

рассчитывать температуру по абсолютному спектру излучателя в указанном диапазоне длин волн: по методу наименьших квадратов вычисляется уравнение прямой $y = ax + b$, откуда температуру можно найти как $T = a^{-1}$.

Программа позволяет оперативно в интерактивном режиме обрабатывать огромные массивы данных спектров в интересующих исследователя диапазонах длин волн. Время накопления спектров данными спектрометрами лежит в пределах от единиц миллисекунд до 20 с, что позволяет регистрировать тепловые спектры объектов малой интенсивности и следить за динамикой температурного процесса. При этом количество зафиксированных спектров ограничивается только объёмом памяти компьютера. Применение данного спектрального пирометра позволяет вычислять температуру излучающих объектов от примерно 600 К до $(8...10) \cdot 10^3$ К. Калибровка всех спектрометров выполняется с использованием излучения АЧТ и калибровочные файлы хранятся в программе.

Блок-схема спектрального пирометра и алгоритм вычисления температуры представлена на рис. 1.

Перед регистрацией абсолютного спектра исследуемого объекта необходимо компенсировать искажения информационного сигнала, которые возникают в процессе его преобразования в оптоэлектронном тракте спектрометра, связанные с падением чувствительности фотоприёмника (ПЗС-линейки) как в области коротковолнового, так и в области длинноволнового края. Эта процедура заключается в калибровке спектрометра по температурному эталону с известным тепловым спектром, например АЧТ с заданной температурой, и вычислении откорректированного сигнала.

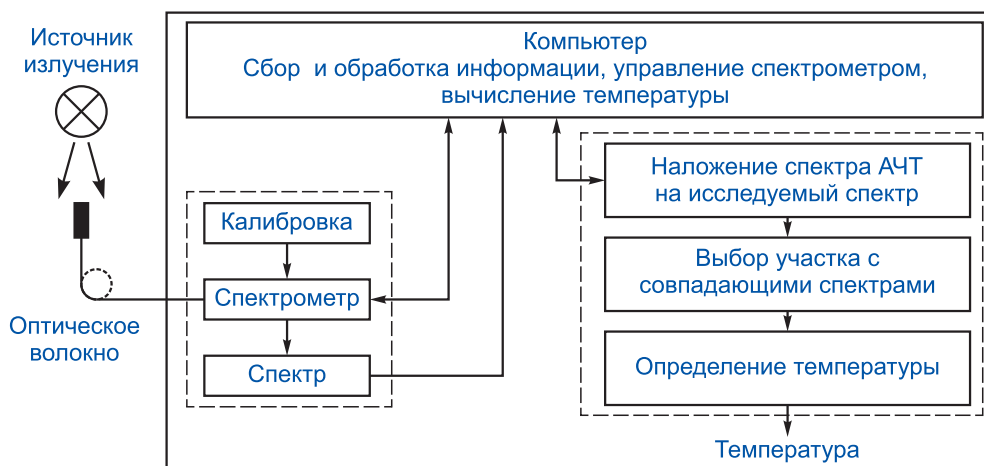


Рис. 1. Блок-схема спектрального пирометра:
ПО – программное обеспечение

Fig 1. Spectral pyrometer block diagram

Использование на практике преимуществ метода спектральной пирометрии в условиях высокоинтенсивных СВЧ-полей сопряжено с рядом особенностей.

Во-первых, высококачественные волоконнооптические кабели производства Ocean Optics имеют стандартные металлические разъёмы SMA905: диаметр разъёма – 8 мм, длина 32 мм. Размещение такого разъёма в СВЧ-камере (в непосредственной близости от нагреваемого объекта) неизбежно вызовет его нагрев, в самом крайнем случае сопровождающийся искрением. Кроме того, предварительно проведённые эксперименты показали, что и диэлектрический материал оболочки оптоволоконного кабеля обладает высокими диэлектрическими потерями, вызывающими его интенсивный нагрев до температур, выходящих за разрешённый эксплуатационный диапазон.

Во-вторых, для получения данных о температуре с максимальной периодичностью и в минимально возможные промежутки времени необходимо размещать торец оптоволоконного кабеля как можно ближе к нагреваемому объекту, в зоне его максимальной яркости свечения. Весь спектр в ПЗС-спектрометре регистрируется одновременно, время накопления единичного спектра составляет $1 \cdot 10^{-3}$ –20 с. Спектрометры при минимальном времени накопления позволяют зарегистрировать за 1 с до 1000 спектров излучения, что необходимо при изучении температурной динамики объекта. Однако из-за недостаточной яркости объекта и низкой светосилы спектрометров с волоконно-оптическим входом не всегда можно использовать максимальное быстродействие спектрометров (обычно 1 мс), поскольку за это время не удаётся накопить спектр достаточной интенсивности. Как следствие, приходится увеличивать время накопления сигнала (время интеграции), что может отрицательно сказаться на оперативности получения данных о температуре и, что иногда важнее, о её динамике.

В-третьих, в реальных условиях нагреваемый в СВЧ-камере объект находится, как правило, не в открытом пространстве, а заключён в оболочку (реактор) из термостойкого материала с низкими диэлектрическими потерями, например кварцевого или электровакуумного стекла. Реакторы в СВЧ-камерах служат для выполнения двух задач: изоляции нагреваемого объекта от окружающего пространства; подвода технологических газов, например инертных, и отвода газообразных продуктов реакций. Материалы, из которых изготавливаются реакторы (в большинстве случаев используется кварцевое стекло), имеют ограниченное пропускание излучения в области ближнего ультрафиолета, а в видимой и ближней инфракрасной областях спектра

(до 2500–3000 нм) являются практически полностью прозрачными, поэтому не могут внести существенных изменений в спектры, регистрируемые спектрометрами.

Для определения пропускающей способности стенок реактора были проведены экспериментальные исследования, показавшие реальную картину пропускания излучения кварцевым стеклом в исследуемом диапазоне длин волн. В эксперименте регистрировались спектры теплового излучения объекта (автомобильная лампа накаливания, подключённая к регулируемому стабилизированному источнику питания), находящегося вне и внутри кварцевой трубы с толщиной стенки 4 мм. Измерения показали, что значительного различия в зафиксированных спектрах нет. Температуры, определённые по этим спектрам, составляли 1488 К для объекта вне реактора и 1467 К внутри реактора. Результаты измерений представлены на рис. 2.

Таким образом, в диапазоне длин волн 600–1100 нм теплового излучения объекта, нагреваемого в СВЧ-поле, кварцевое стекло не вносит каких-либо существенных изменений в спектр излучения.

Практическая реализация метода спектральной пирометрии в условиях интенсивного СВЧ электромагнитного поля. Практическое и одновременное решение указанных выше задач изоляции металлического наконечника оптического кабеля от интенсивных электромагнитных СВЧ-полей и задачи размещения этого наконечника в непосредственной близости от нагреваемого объекта возможно с применением запредельного волновода. Особенности применения такого технического решения для задач измерения температуры нагреваемого в СВЧ-устройствах объекта обычными пирометрическими средствами подробно описаны в [1].

Традиционно запредельные волноводы выводятся за пределы стенок камер СВЧ-нагрева во избежание искажений распределения электромагнитного СВЧ-поля, вносимых металлической трубкой волновода. Это вполне приемлемо при использовании средств яркостной или цветовой пирометрии. При использовании же спектральной пирометрии такое решение нельзя считать удачным, так как в этом случае приёмник оптического сигнала в виде торца оптического кабеля вынужденно располагается на максимально возможном расстоянии от нагреваемого объекта, что самым отрицательным образом сказывается на скорости получения данных о температуре.

Реальным выходом из такой ситуации является нетрадиционное размещение запредельного волновода по направлению внутрь камеры, а не наружу. Такое решение можно считать вполне оправданным, учитывая небольшой внешний диаметр металлического наконечника оптического кабеля (8 мм) и, соответственно, диаметр трубки запредельного волновода, в которую и помещается кабель. Для расчёта длины запредельного волновода его внутренний диаметр был принят равным 10 мм при необходимом затухании, вносимым волноводом, в 50 дБ (100000 раз по ослаблению

мощности электромагнитной волны). Расчёт, приведённый в [7], показал, что требуемое затухание достигается при длине запредельной трубки в 20 мм.

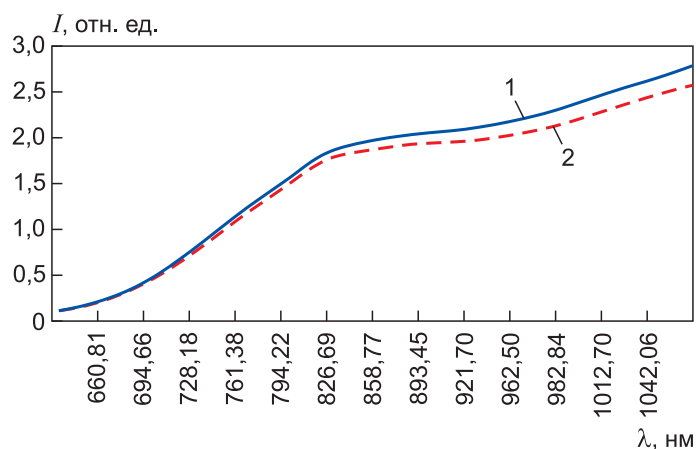


Рис. 2. Спектры излучения объекта, находящегося вне кварцевой трубы (1) и внутри неё (2)

Fig. 2. Radiation spectra of an object located outside the quartz tube (1) and inside it (2)

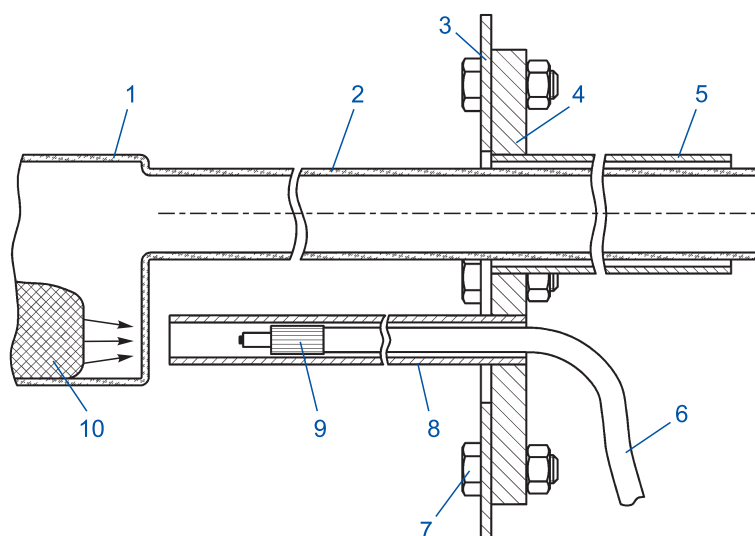


Рис. 3. Расположение запредельных волноводов на стенке камеры СВЧ-нагрева:

1 – реактор из кварцевого стекла; 2 – газоотводящая трубка; 3 – боковая стенка СВЧ-камеры; 4 – фланец; 5, 8 – внешний и внутренний запредельные волноводы соответственно; 6 – оптоволоконный кабель; 7 – крепежные элементы; 9 – наконечник оптоволоконного кабеля; 10 – нагреваемый объект

Fig. 3. Cutoff waveguides location on the wall of the microwave heating chamber: 1 – quartz glass reactor; 2 – suction pipe; 3 – microwave chamber side wall; 4 – flange; 5, 8 – outer and inner cutoff waveguides respectively; 6 – fiber optic cable; 7 – fasteners; 8 – inner cutoff waveguide; 9 – optical fiber cable connector; 10 – heated object

Рассчитанная длина волновода является минимально необходимой для получения требуемого затухания электромагнитной волны на частоте колебаний 2450 МГц. Именно на таком расстоянии от открытого конца трубки запредельного волновода следует располагать торец оптического кабеля с гарантированной его изоляцией от электромагнитного поля. Общая же длина запредельного волновода может быть в разы больше. Это позволит в небольших пределах корректировать угол обзора оптического приёмника, изгибая трубку в нужном направлении.

Практическая реализация предлагаемого конструктивного решения представлена на рис. 3. Запредельные волноводы монтируются на стенку СВЧ-камеры с помощью фланцевой пластины, на которой они закреплены сваркой либо с помощью резьбового соединения; фланец на стенке камеры фиксируется болтами. Конструкция имеет два разнонаправленных запредельных волновода: внутренний изолирует оптоволоконный кабель от СВЧ-поля, внешний служит для вывода газообразных продуктов из реактора за пределы СВЧ-камеры через кварцевую трубку. Практическое использование такого решения показало его полную функциональность, обеспечивающую требуемые характеристики.

Заключение. Метод спектральной пирометрии как метод, имеющий преимущества перед методами цветовой и яркостной пирометрии при регистрации высоких температур (от 500 °С и выше) для контроля температуры диэлектрического объекта, нагреваемого в высокоинтенсивном сверхвысокочастотном электромагнитном поле, можно применять не только в системах контроля параметров технологических процессов СВЧ-нагрева (например, при спекании керамических порошков и карбонизации различных материалов), но и в исследовательских лабораторных установках микроволнового нагрева.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России FNER-2020-0002.

Список литературы

1. Мамонтов А. В., Неведов В. Н., Хриткин С. А. Применение запредельных волноводов для пирометрических измерений // Измерительная техника. 2018. № 7. С. 55–57. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2018-7-55-57>
2. Батанов Г. М., Бережецкая В. А., Копьев В. А., Косый И. А., Магунов А. Н. Эволюция температуры в смеси титан-бор при инициировании самораспространяющегося высокотемпературного синтеза импульсным микроволновым разрядом // Химическая физика. 2013. Т. 32. № 4. С. 52–59.
3. Ходунков В. П. Скрытые неопределенности измерений температуры при калибровке пирометров // Измерительная техника. 2018. № 11. С. 68–72. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2018-11-68-72>
4. Магунов А. Н. Спектральная пирометрия. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012.

5. Магунов А. Н., Лапшинов Б. А., Суворин А. В. Разработка приборов для измерения температуры объектов с неизвестной излучательной способностью // Инновации. 2015. № 4 (198). С. 13–16.
6. Лапшинов Б. А., Суворин А. В., Тимченко Н. И. Определение температуры излучающего объекта методом спектральной пирометрии // Электроника НТБ. 2018. № 6. С. 116–119.
7. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. М.: Высшая школа, 1970.
8. Дивин А. Г., Пономарев С. В. Средства измерений температуры, оптических и радиационных величин. Ч. 3.: учебное пособие. Тамбов: Издательство ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2013. 116 с.
9. Garcia-Banos B., Reinosa J. J., Peñaranda-Foix F. L., et al., *Scientific Reports* 9, 10809 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-47296-0>
10. Архангельский Ю. С., Девяткин И. И. Сверхвысокочастотные нагревательные установки для интенсификации технологических процессов. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1983.
11. Окресс Э. СВЧ-энергетика. Т. 2. Применение энергии сверхвысоких частот в промышленности / Пер. с англ. М.: Мир, 1971, 272 с.
12. Bolasodun B., Nesbitt A., Wilkinson A., Day R., Effect Of Curing Method On Physical And Mechanical Properties Of Araldite DLS 772 / 4 4 DDS Epoxy System, *International Journal of Scientific & Technology Research*, vol. 2, no. 2, pp. 12–18.

References

1. Mamontov A. V., Nefedov V. N., Khritkin, S. A., *Measurement Techniques*, 2018, vol. 61, pp. 723–726. <https://doi.org/10.1007/s11018-018-1491-5>
2. Batanov G. M., Berezhetskaya V. A., Kop'ev V. A., Kosyi I. A., Magunov A. N., *Russian Journal of Physical Chemistry B: Focus on Physics*, 2013, vol. 32, no. 4, pp. 52–59.
3. Khodunkov V. P., *Measurement Techniques*, 2019, vol. 61, pp. 1126–1133. <https://doi.org/10.1007/s11018-019-01559-4>
4. Magunov A. N., *Spektral'naya pirometriya*, Moscow, Fizmatlit Publ., 2012, 248 p. (in Russian).
5. Magunov A. N., Lapshinov B. A., Suvorinov A. V., *Innovatsii*, 2015, no. 4 (198), pp. 13–16 (in Russian).
6. Lapshinov B. A., Suvorinov A. V., Timchenko N. I., *Elektronika NTB*, 2018, no. 6, pp. 116–119 (in Russian).
7. Lebedev I. V., *Tekhnika i pribory SVCh*, vol. 1, Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1970, 376 p. (in Russian).
8. Divin A. G., Ponomarev S. V., *Sredstva izmerenii temperatury, opticheskikh i radiatsionnykh velichin*, Tambov, Izdatel'stvo FGBOU VPO "TGTU" Publ., 2013, vol. 3, 108 p. (in Russian).
9. Garcia-Banos B., Reinosa J. J., Peñaranda-Foix F. L., et al., *Scientific Reports* 9, 10809 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-47296-0>
10. Arkhangel'skii Yu. S., Devyatkin I. I., *Sverkhvysokochastotnye nagrevatel'nye ustanovki dlya intensifikatsii*

tekhnologicheskikh protsessov, Saratov, Izd-vo Saratovskogo universiteta Publ., 1983, 140 p. (in Russian).

11. Ernest C. Okress, *Microwave Power Engineering*, Academic Press, New York and London, 1968.

12. Bolasodun B., Nesbitt A., Wilkinson A., Day R., Effect Of Curing Method On Physical And Mechanical Properties

Of Araldite DLS 772 / 4 4 DDS Epoxy System, *International Journal of Scientific & Technology Research*, vol. 2, no. 2, pp. 12–18.

Дата поступления: 03.06.2020.

Дата принятия: 03.07.2020.

High-temperature spectral thermometry in conditions of intense microwave electromagnetic fields

Boris A. Lapshinov, Alexandr V. Mamontov

Research Institute of Advanced Materials and Technology,
Moscow, Russian Federation, e-mail: lbaniipmt@mail.ru, a.v.mamontov@gmail.com

In this paper, a practical application variant of the high-temperature spectral thermometry method for controlling the temperature of a dielectric object heated in a high-intensity microwave electromagnetic field is proposed. The advantages of using the spectral pyrometry method over the methods of color and brightness pyrometry when registering high temperatures (from 500 °C and above) are described. The optical fiber cable used in this method, which receives thermal radiation from an object heated in the microwave field, is subject to the negative influence of the electromagnetic field, which leads to its unacceptable heating and failure. To eliminate this phenomenon, a non-standard use of an cutoff waveguide placed not outside, but inside the microwave heating chamber is proposed. It is shown that this solution completely eliminates the negative influence of the electromagnetic field on the fiber optic cable and allows placing the receiving end of the cable in close proximity to the object being heated. The calculation of geometric parameters of the cutoff waveguide for the operating frequency of the electromagnetic field of 2450 MHz is given.

Key words: spectral pyrometry, microwave heating, cutoff waveguide.

Оценка уровня собственных шумов датчиков геомагнитного и геоэлектрического полей методом многоканальных измерений

П. Ф. Астафьев, А. Д. Коноплин

Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург, Российская Федерация, e-mail: pashaek@mail.ru, pbs002@mail.ru

Рассмотрено применение методов электромагнитных зондирований для геофизических исследований. Приведены результаты синхронных измерений электрического и магнитного полей Земли, выполненных с помощью датчиков разных типов в частотном диапазоне 0,002–7000 Гц. Описаны различные способы получения оценки шумов датчиков. Предложена методика количественной оценки уровня собственных шумов исследуемых датчиков и характеристик естественного поля на основе двух- и трёхканальной схем синхронных измерений. Экспериментальные оценки шума сравнены с расчётными данными. Показано, что при измерениях естественного переменного магнитного поля нельзя использовать магнитометр на основе магнитомодуляционного преобразователя, имеющий высокий уровень собственного шума.

Ключевые слова: индукционный датчик магнитного поля, магнитомодуляционный датчик магнитного поля, геомагнитное поле, собственные шумы датчика, спектральный анализ временных рядов.

Введение. Информация об уровне собственных шумов измерительных приборов необходима для оценки надёжности получаемых первичных данных, определения условий применения и дальнейшего усовершенствования приборов, а также оптимизации методик полевых работ.

Геофизические исследования методами электромагнитных зондирований основаны на результатах измерений геоэлектрического и геомагнитного полей. При этом используют соответствующие датчики поля. Распространённым типом датчиков геоэлектрического поля является контактный датчик в виде свинцовой пластины. Такой датчик давно применяется, отличается простотой, надёжностью и слабой зависимостью характеристик от условий заземления. Однако шумовые характеристики датчика данного типа ранее не измеряли. Первоначально такой датчик использовали для исследований в низкочастотном (менее 0,1 Гц) диапазоне. В настоящее время верхняя граница частотного диапазона увеличена до 10 кГц, поэтому необходимо оценить уровень шума датчика в высокочастотной области. Для измерения слабого переменного магнитного поля чаще всего служат датчики индукционного типа [1], имеющие относительно простую конструкцию, а также высокие чувствительность и надёжность. Производители таких датчиков чаще всего приводят расчётные характеристики шума, а для выявления неучтённых в расчётной модели особенностей или дефектов конструкции датчика требуется экспериментальная оценка шума.

Перспективным для применения в геоэлектроразведке типом датчика магнитного поля является магнитомодуляционный датчик [2]. Такой датчик имеет небольшие массогабаритные параметры и сохраняет чувствительность при любом уменьшении частоты сигнала (вплоть до постоянного поля). Для датчика данного типа неизвестна расчётная модель шумов, а прямое сравнение с наиболее распространёнными индукционными датчиками ранее не проводилось.

Наиболее простой и очевидный метод оценки уровня шума датчиков магнитного поля – прямое измерение в лабораторных условиях – имеет ряд недостатков [3, 4]. Во-первых, для измерения шума требуется подавление внешнего поля до значения, в несколько раз меньшего уровня шума датчика, что не всегда легко достижимо, особенно при длине датчика 1,0–1,3 м. Во-вторых, в экранированной камере могут присутствовать сторонние воздействия, отсутствующие в реальных условиях работы. Так, в работе [1] приводится пример прямого измерения уровня шума в экранированной камере. Однако приведённые данные показывают наличие существенного паразитного сигнала механического резонанса магнитной колечной системы, значительно искажающего оценку собственного шума прибора. В-третьих, в лабораторных условиях отсутствуют некоторые источники шума, присутствующие в полевых условиях применения, такие как ветровые помехи, микросейсмы и колебания температуры, которые следует учитывать. Кроме того, экранированная камера не относится к легко доступным средствам.

Измерение собственных шумов датчиков электрического поля проще, чем измерение шумов магнитных датчиков. Простейшая модель источника сигнала датчиков электрического поля представляет собой резистивную цепь. Однако такая модель не учитывает шумы электрохимических процессов на гальванических контактах электродов, нестабильность переходной разности потенциалов и контактного сопротивления вследствие колебаний температуры и шумы микросейсм и ветровых помех.

Поэтому наиболее надёжным и точным способом измерения уровня собственных шумов датчиков представляется оценка по результатам синхронного измерения идентичного сигнала в реальных условиях применения аппаратуры. Такие работы проводятся с целью сравнения измерительной аппаратуры и являются одним из методов тестирования при выполнении полевых исследований [1, 5].

Цель настоящей работы – сравнение результатов экспериментальных измерений и теоретического расчёта собственных шумов датчиков поля и определение пригодности датчиков различных типов для применения в геофизических исследованиях, связанных с измерением естественных геоэлектрического и геомагнитного полей.

Аппаратура и методика проведения эксперимента. Эксперимент по измерению уровня собственных шумов датчиков проведён в Артинском районе Свердловской области в 27 км юго-восточнее геофизической обсерватории «Арти» на одном из пунктов магнитотеллурического зондирования. Выбор места обоснован хорошей изученностью, сравнительно низким уровнем техногенных помех и относительно небольшой географической удалённостью. Исследовали компонентные индукционные датчики магнитного поля аппаратуры аудиоманитотеллурического зондирования, магнитомодуляционные датчики магнитного поля и контактные датчики электрического поля, в качестве которых использованы свинцовые пластины размером 200×400×3 мм. Диапазоны плоского (частотно-независимого) интервала амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) индукционного и магнитомодуляционного датчиков составляют 0,25–10000 и 0,01–30 Гц соответственно. Частотную зависимость чувствительности датчиков учитывали при последующей обработке.

В качестве цифрового регистратора использовали измерительный блок аппаратуры электромагнитного зондирования [6]. Регистратор позволяет вести синхронное измерение в диапазоне частот 0–7000 Гц по пяти каналам с частотой дискретизации 15625 Гц и разрядностью

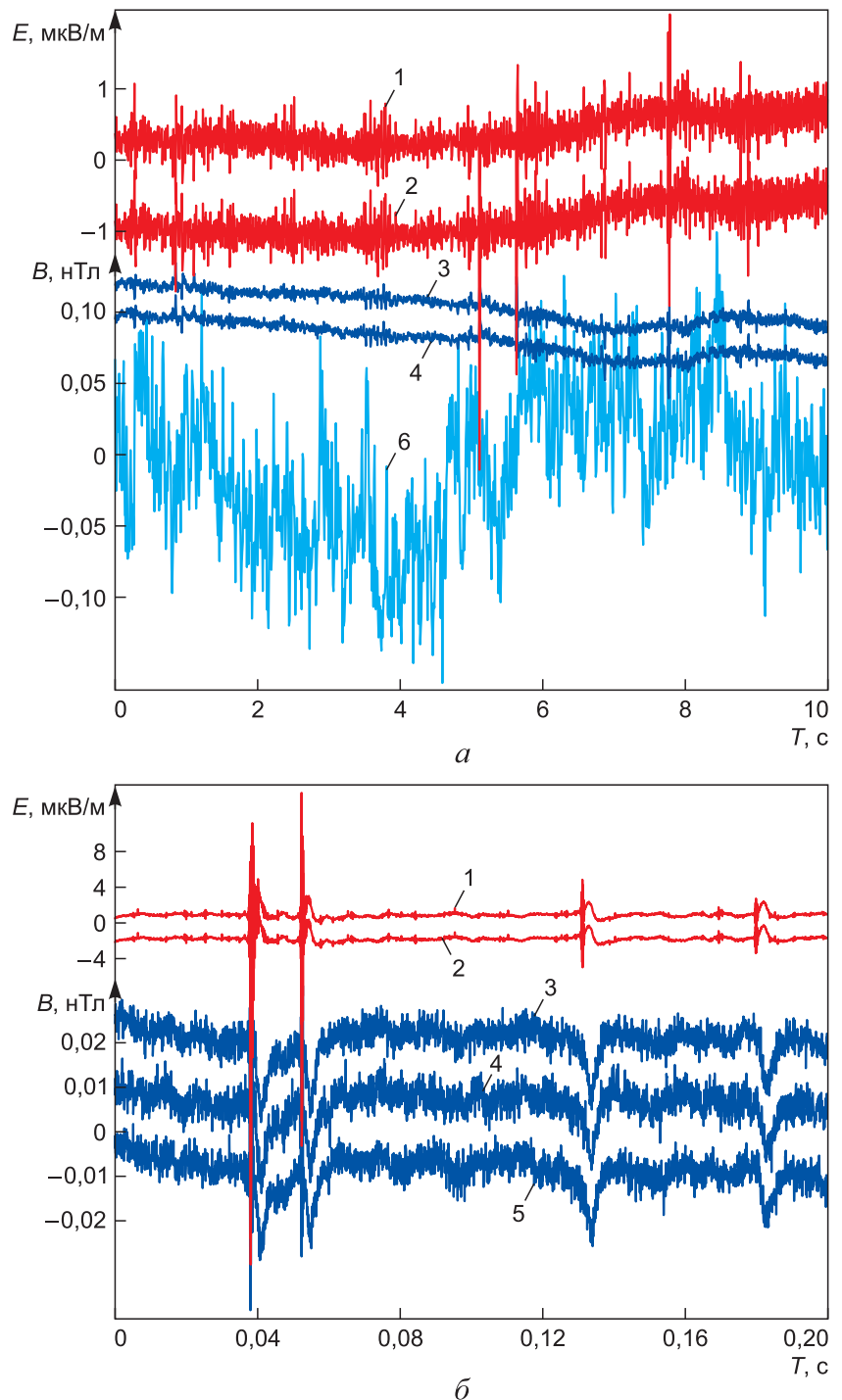


Рис. 1. Фрагменты синхронной регистрации геомагнитного поля с частотами выборки 125 Гц (а) и 15625 Гц (б):

1, 2 – каналы измерения электрического поля; 3–5 – каналы измерения магнитного поля, индукционные датчики; 6 – канал измерения магнитного поля, магнитомодуляционный датчик

Fig. 1. Time series of synchronous records with sample rating 125 Hz (a) and 15625 Hz (b):

1, 2 – electric field channels; 3–5 – magnetic field channels (coil sensors); 6 – magnetic field channel (magnetomodulation sensor)

квантования 24 бит. Измерительный блок также выполняет временную и координатную привязки данных по спутниковой системе навигации. Первичные данные регистрировали на полной частоте выборки 15625 Гц (высокочастотная часть диапазона) и с прореживанием потока в 125 раз, на частоте 125 Гц (низкочастотная часть). Для прореживания применяли цифровой фильтр, реализованный программно. Вся участвовавшая в эксперименте аппаратура изготовлена в лаборатории электрометрии Института геофизики УрО РАН.

Измерения выполняли в трёх временных интервалах для двух индукционных и одного магнитомодуляционного датчика (частота выборки 125 Гц), трёх индукционных датчиков (частота выборки 125 Гц), трёх индукционных датчиков (частота выборки 15625 Гц). Датчики магнитного поля при проведении измерений ориентированы в одном направлении (на магнитный север). Для воспроизведения условий реального применения датчики электрического поля развернуты в виде горизонтальных заземлённых диполей длиной 100 м, ориентированных в одном направлении (с запада на восток). Расстояние между линиями электрических диполей составило 1,5 м. Датчики электрического поля при всех трёх измерениях поля имели одинаковое подключение. Примеры зарегистрированных временных рядов с различными частотами выборки приведены на рис. 1.

Обработка экспериментальных данных. Предварительно перед выполнением основной части обработки и анализа данных отдельные участки регистрации электрического поля, на которых зарегистрирован кратковременный выход за пределы динамического диапазона вследствие экстремально сильных импульсных событий, профильтрованы медианным фильтром с шириной окна 7–19 точек. Суммарная длительность профильтрованных участков составила не более 0,01 % от общей длительности регистрации, поэтому на основной массив данных эта процедура не оказала существенного влияния. Для каналов магнитного поля предварительную фильтрацию не проводили. Цель основной части обработки – получение оценок спектральной плотности мощности (СПМ) полезного сигнала и собственных шумов измерителя в зависимости от частоты методами спектрального анализа полученных временных рядов.

В основе обработки лежит статистическая модель, согласно которой выходной сигнал $s_i(t)$ i -го измерительного канала является суммой двух независимых случайных процессов с нулевым средним: одинакового для всех каналов полезного сигнала $x(t)$ (активности геоэлектрического или геомагнитного поля) и шумов измерителя $n_i(t)$:

$$s_i(t) = x(t) + n_i(t).$$

Шумы в разных каналах независимы:

$$M(n_i n_j) = \begin{cases} \sigma_i^2, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases}, \quad (1)$$

где M – математическое ожидание; σ_i^2 – дисперсия шума.

Для получения статистически состоятельной оценки СПМ сигнала его усредняют по интервалам и соседним частотам [7]. Для этого первоначальную запись разделяют на перекрывающиеся интервалы длиной L отсчётов. Затем на каждом интервале из сигнала вычитают постоянную составляющую и линейный тренд, перемножают с весовой оконной функцией и выполняют дискретное прямое преобразование Фурье. В качестве весовой оконной функции в данном случае использовали функцию Ханна [7], при этом коэффициент перекрытия интервалов составлял 50 %. По полученным в результате этой операции значениям коэффициентов Фурье путём усреднения по интервалам и соседним частотам вычисляют собственные и взаимные СПМ:

$$S_{ij} = \frac{2F}{(M_u - M_l)NLf_s} \sum_{m=M_l}^{M_u} \sum_{n=1}^N S_{nmi} S_{mnj}^*,$$

где S_{ij} – усреднённое значение СПМ; F – коэффициент формы весовой функции; M_l , M_u – номера соответственно нижней и верхней гармоник частотной полосы усреднения; N – количество интервалов разбиения; L – длина интервала и количество точек преобразования Фурье; f_s – частота дискретизации; S_{nmi} – комплексное значение гармоники m , интервала n , канала i ; $*$ – оператор комплексного сопряжения.

Диапазон усреднения по частоте выбран таким, чтобы частота нижней гармоники была меньше частоты верхней гармоники не более чем в 1,01 раза. На низких частотах (первых единиц и десятках гармоник) это приводит к усреднению только по интервалам. Усреднённые оценки СПМ являются статистически состоятельными и не зависят от размера исходного массива данных, частоты дискретизации и количества точек преобразования Фурье. В силу независимости полезного сигнала и собственного шума и независимости друг от друга шумов разных измерительных каналов (1) усреднённые оценки СПМ обладают следующим свойством:

$$S_{ij} = \begin{cases} |C_i|^2 (X + N_i), & i = j \\ C_i C_j^* X, & i \neq j, \end{cases}$$

где C_i – комплексный коэффициент передачи измерительного канала; X – СПМ полезного сигнала; N_i – СПМ собственного шума канала.

На этом свойстве основано последующее вычисление значений шумов и полезного сигнала.

Двухканальные измерения. При измерениях идентичного сигнала двумя разными датчиками доступны несколько методов оценки собственного шума. В работе [1] рассмотрен способ оценки собственных шумов по данным параллельного теста как разности сигналов, измеренных двумя датчиками. Теоретически при точно известном АЧХ и фазочастотной характеристике (ФЧХ) датчиков дисперсия разности значений равна сумме дисперсий их собственных шумов. Практически такая оценка чувствительна к неучтённой неидентичности датчиков. Кроме того, этот способ

не позволяет определить долю шумов каждого датчика в общем шуме, и соответственно непригоден для сравнения датчиков разного типа.

В работе [8] предлагается оценивать СПМ шумов одного из двух датчиков по разности его собственной СПМ и СПМ между датчиками:

$$N_i = S_{ii}/|C_i|^2 - S_{ij}/(C_i C_j^*). \quad (2)$$

Такая оценка позволяет определить уровень шума каждого датчика, но она тоже чувствительна к неидентичности ФЧХ и АЧХ измерительных каналов, что может привести к значительному искажению (в среднем – к завышению) результирующей оценки даже при приемлемой неидентичности каналов. От влияния неидентичности ФЧХ можно избавиться, если привести выражение (2) к виду

$$N_i = S_{ii}/|C_i|^2 - |S_{ij}/(C_i C_j^*)|,$$

однако оценка будет по-прежнему чувствительна к неидентичности АЧХ.

Все описанные способы оценки собственного шума по результатам двухканального измерения имеют одну общую ограничивающую особенность: разностный сигнал, по которому определяется шум, коррелирован с измеренным сигналом. В таких условиях наименее чувствительной к неидентичности каналов является оценка, основанная на собственных значениях $\lambda_{+,-}$ ковариационной матрицы измеренных сигналов:

$$\lambda_{+,-} = [(S_{ii} + S_{jj}) \pm \sqrt{(S_{ii} - S_{jj})^2 - 4|S_{ij}|^2}] / 2.$$

При этом СПМ шума и свободную от шумов оценку СПМ полезного сигнала соответственно определяют как

$$N = \lambda_{-} / |C_i C_j^*|;$$

$$X = \frac{\lambda_{+} - \lambda_{-}}{2|C_i C_j^*|} = \frac{\sqrt{(S_{ii} - S_{jj})^2 - 4|S_{ij}|^2}}{2|C_i C_j^*|}.$$

Такая оценка СПМ полезного сигнала мало-чувствительна к неидентичности АЧХ и ФЧХ измерительных каналов, однако она даёт среднее значение шума и соответственно применима только при условии заведомо малой неидентичности шумовых характеристик изучаемых датчиков.

Трёхканальные измерения. При синхронных измерениях тремя различными датчиками для оценки уровня шумов можно

использовать более мощный и универсальный метод оценки – метод «трёх свидетелей». В [9] этот метод применён для оценки погрешности измерения магнитометров, а в [10] – для измерения собственных шумов и динамического диапазона сейсмических датчиков. Метод позволяет однозначно определить соотношение сигнал-шум каждого измерительного канала, при этом необязательно знать чувствительность датчика и обеспечивать однородность группы датчиков. В данном случае метод был модифицирован под обработку комплексных значений взаимных СПМ. Значение СПМ шума и свободную

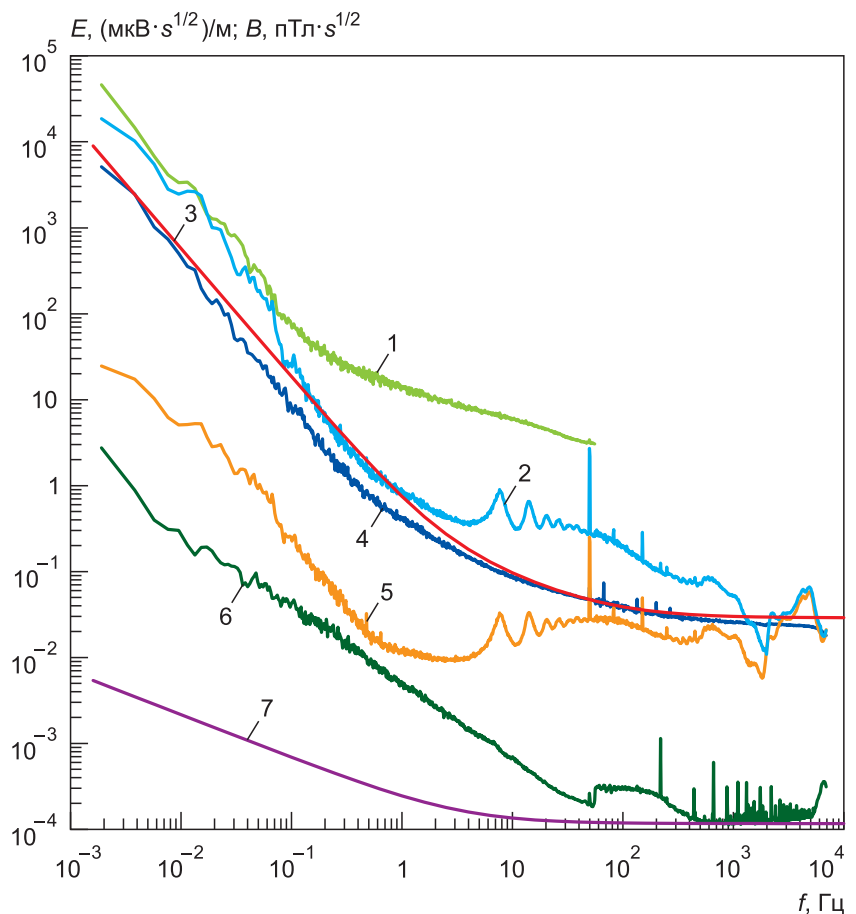


Рис. 2. Результаты обработки экспериментальных данных:

1 – собственный шум магнитомодуляционного датчика; 2 – СПМ геомагнитного поля (свободная от шумов оценка); 3, 4 – соответственно расчётная и экспериментальная оценки собственного шума индукционного датчика; 5 – СПМ геоэлектрического поля (свободная от шумов оценка); 6, 7 – соответственно экспериментальная и расчётная оценки собственного шума датчика электрического поля

Fig. 2. Results of data processing:

1 – self noise of magnetomodulation sensor; 2 – spectral power density (SPD) of geomagnetic field (free of noise); 3, 4 – respectively computational and experimental value of self noise of coil sensor; 5 – SPD of geoelectric field (free of noise); 6, 7 – respectively computational and experimental value of self noise of electric field probes

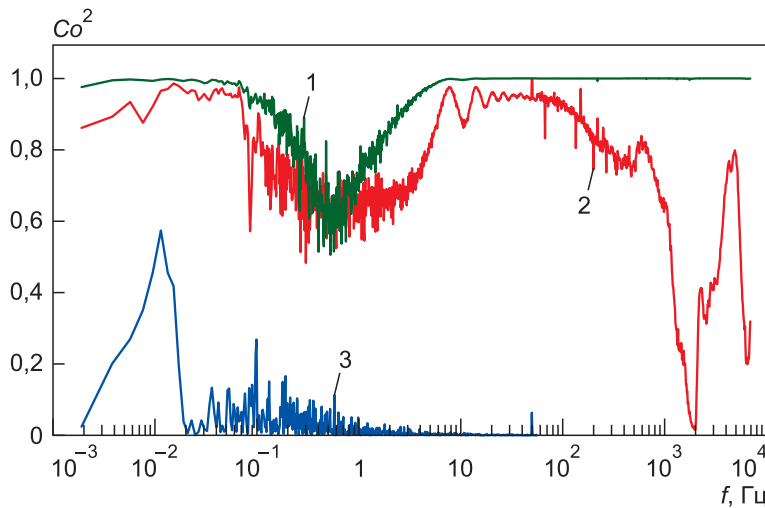


Рис. 3. Когерентность между каналами электрического поля (1) и между каналами магнитного поля с использованием индукционных датчиков (2) и индукционного и магнитомодуляционного датчиков (3)

Fig. 3. Coherency between electric field channels (1), between magnetic field channels with coil sensors (2), between coil sensor and magnetomodulation sensor (3)

от шумов оценку СПМ полезного сигнала соответственно находят по выражениям

$$N_i = |C_i|^{-2} |S_{ii} - S_{ij} S_{ki} / S_{jk}|;$$

$$X_i = |C_i|^{-2} |S_{ij} S_{ki} / S_{jk}|.$$

Дополнительной характеристикой, позволяющей оценить зашумлённость проведённых измерений, является квадрат когерентности:

$$Co_{ij}^2 = |S_{ij}|^2 / (S_{ii} S_{jj}).$$

Эта характеристика показывает степень линейной зависимости двух сигналов в зависимости от частоты.

Методом двухканальных измерений получили оценки собственных шумов датчиков электрического поля и индукционных датчиков, методом «трёх свидетелей» оценили собственные шумы индукционных и магнитомодуляционных датчиков. При этом оценки шумов индукционных датчиков, полученные методами двух- и трёхканальных измерений, практически совпадают, что подтверждает корректность применения метода двухканальных измерений при соответствующих условиях.

Полученные результаты и обсуждение. Основные результаты обработки данных приведены на рис. 2, 3. Полученные результаты в основном подтвердили применимость исследованных датчиков для решения соответствующих задач. Некоторые данные, известные ранее по косвенным признакам, по результатам эксперимента получили прямое

подтверждение. В частности, установлено, что соотношение сигнал-шум при измерении геоэлектрического поля в высокочастотном диапазоне значительно выше этой характеристики для геомагнитного поля.

Датчики геоэлектрического поля. В пределах всего рассмотренного частотного диапазона наибольшее соотношение сигнал-шум, особенно в высокочастотном диапазоне, имеют датчики геоэлектрического поля. Измеренное значение шума в диапазоне 300–5000 Гц практически совпадает с расчётным и близко к теоретически возможному пределу (приведенная ко входу электродвижущая сила шумов составляет 10–12 нВ/Гц^{1/2}). В области низких частот экспериментальные и расчётные оценки шума значительно разнятся, что обусловлено неучтёнными в расчётной модели нестационарными электрохимическими процессами на электроде. Тем не менее даже в этих условиях соотношение сигнал-шум в каналах измерения геоэлектрического поля остаётся достаточно высоким без признаков уменьшения с уменьшением частоты.

Индукционные датчики. Для этих датчиков получены удовлетворительные результаты почти во всём частотном диапазоне, за исключением области энергетического спада геомагнитного поля в диапазоне 1–3 кГц. Расчётные и экспериментальные уровни шума хорошо совпадают по краям диапазона и несколько отличаются в интервале 0,01–1 Гц, что объясняется неполнотой расчётной модели. В области низких частот соотношения сигнал/шум остаётся достаточно высоким для применения датчиков в задачах измерения геомагнитного поля без признаков уменьшения соотношения сигнал/шум с уменьшением частоты. Первоначально указанные датчики разрабатывались для сравнительно короткопериодных измерений (для частот более 0,1 Гц), однако полученный результат показывает, что их применение возможно, как минимум, до периодов 500 с, а скорее всего, до периодов 1500–2500 с.

Магнитомодуляционные датчики. Наихудший результат – наименьшее соотношение сигнал/шум – получено для магнитомодуляционных датчиков. В диапазоне частот 0,1–50 Гц собственный шум магнитомодуляционного датчика больше уровня полезного сигнала геомагнитного поля на 8–26 дБ и уровня шума индукционного датчика на 19–39 дБ. В диапазоне частот 0,01–0,10 Гц за счёт увеличения интенсивности естественного поля соотношение сигнал/шум увеличивается, но не принимает стабильно высоких значений, заметно превышающих единицу. С уменьшением частоты менее 0,01 Гц отношение сигнал-шум снова уменьшается. Дополнительным подтверждением неудовлетворительных шумовых характеристик датчика служит значение когерентности (см. рис. 3). Если для каналов электрического поля и индукционных датчиков эта характеристика в основном имеет высокое значение, то для магнитомодуляционных датчиков когерентность близка к нулю почти во всём частотном диапазоне, кроме нескольких точек в интервале 0,003–0,010 Гц.

Несмотря на потенциально полезные характеристики магнитомодуляционного датчика, его применение при измерениях естественной геомагнитной активности с такими собственными шумами исключено. В настоящее время причины появления такого высокого собственного шума не выяснены, это может быть связано с принципиальными ограничениями метода измерений или особенностями конкретного исполнения. Однако в любом случае для геомагнитных исследований данный датчик непригоден.

Кроме полученных в результате обработки данных о собственных шумах и чувствительности измерительной аппаратуры подтверждены ранее известные особенности естественного геомагнитного поля: уменьшение интенсивности (энергетический спад) поля в диапазонах 0,1–10 Гц и 1–3 кГц и её увеличение на частотах естественного резонатора Земля–ионосфера (7,8; 14; 21; ... Гц, всего прослеживается до семи резонансов вплоть до частоты 50 Гц). Эти данные хорошо согласуются с известными данными по геомагнитному полю [11] и дополнительно подтверждают корректность проведённого эксперимента.

Заключение. Датчики электрического поля пригодны для регистрации естественного электромагнитного поля во всём рассмотренном диапазоне частот. На высоких частотах их шумовая модель достаточно точно описывается источником с чисто активным сопротивлением. Уровень собственного шума индукционных датчиков магнитного поля достаточно низкий для удовлетворительной работы почти во всём частотном диапазоне, за исключением низкочастотного интервала 1–3 кГц. Данные расчётной модели шумов индукционных датчиков хорошо согласуются с экспериментальными, что позволяет принять эту модель в будущих разработках.

Расчётная оценка уровня собственных шумов магнитомодуляционных датчиков практически совпадает с первоначально полученной разработчиком оценкой 5 пТл/Гц^{1/2} на частоте 10 Гц [12]. Однако в настоящее время из-за неприемлемо высокого уровня собственных шумов они не могут заменить индукционные датчики в задачах, связанных с измерением геомагнитного поля.

Список литературы

1. Поляков С. В., Резников Б. И., Щенников А. В., Копытенко Е. А., Самсонов Б. В. Линейка индукционных датчиков магнитного поля для геофизических исследований // Сейсмические приборы. 2016. Т. 52. № 1. С. 5–27. <https://doi.org/10.3103/S0747923917010078>
2. Сокол-Кутыловский О. Л. Измерение слабого магнитного поля низких частот на фоне геомагнитных вариаций // Измерительная техника. 2017. № 11. С. 46–49. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2017-11-46-49>
3. Stutzke N. A., Russek S. E., Pappas D. P., Tondra M., *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, no. 10, p. 10Q107. <https://doi.org/10.1063/1.1861375>
4. Prance R. J., Clark T. D., Prance H., *Sensors and Actuators A: Physical*, 2000, vol. 85, no. 1–3, pp. 361–364.

5. Wang C., Bin C., Christman L. E., Glen J. M. G., Klemperer L., McPhee D. K., Kappler K. N., Bleier T. E., Dunson J. C., *Earth, Planets and Space*, 2018, vol. 70, no. 57. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0823-7>
6. Арзамасцев Е. В., Коноплин А. Д., Астафьев П. Ф. Многочастотный комплекс фазочувствительного частотно-индукционного зондирования // Датчики и системы. 2018. № 5. С. 55–60.
7. С. Л. Марпл-мл. Цифровой спектральный анализ и его приложения; Пер. с англ. О. И. Хабарова, Г. А. Сидоровой; Под ред. И. С. Рыжака. М.: Мир, 1990. 584 с.
8. Вагин С. А. Развитие методики регистрации и интерпретации магнитотеллурических данных и результаты зондирования в Восточной части Балтийского щита: дисс. докт. физ.-мат. наук (С. Петербург, 2001).
9. Номерованный О. М., Пьянков В. А. Определение случайной погрешности магнитометров по методу «трёх свидетелей» // В кн.: Теория и аппаратура для геомагнитных исследований. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. С. 67–70.
10. Sleeman R., *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 2006, vol. 96, pp. 258–271. <https://doi.org/10.1785/0120050032>
11. Ando Y., Hayakawa M., *IEEE Transactions on Fundamentals and Materials*, 2006, vol. 126, no. 1, pp. 28–30.
12. Сокол-Кутыловский О. Л., Тягунов Д. С. Аппаратура для регистрации магнитного поля низких частот // Уральский геофизический вестник. 2007. № 4 (13). С. 69–73.

References

1. Poliakov S. V., Reznikov B. I., Shchennikov A. V. et al., *Seism. Instr.*, 2017, vol. 53, pp. 1–18. <https://doi.org/10.3103/S0747923917010078>
2. Sokol-Kutylovskii O. L., *Measurement Techniques*, 2018, vol. 60, no. 11, pp. 1137–1141. <https://doi.org/10.1007/s11018-018-1330-8>
3. Stutzke N. A., Russek S. E., Pappas D. P., Tondra M., *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, no. 10, p. 10Q107. <https://doi.org/10.1063/1.1861375>
4. Prance R. J., Clark T. D., Prance H., *Sensors and Actuators A: Physical*, 2000, vol. 85, no. 1–3, pp. 361–364.
5. Wang C., Bin C., Christman L. E., Glen J. M. G., Klemperer L., McPhee D. K., Kappler K. N., Bleier T. E., Dunson J. C., *Earth, Planets and Space*, 2018, vol. 70, no. 57. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0823-7>
6. Arzamascev E. V., Konoplin A. D., Astaf'ev P. F., *Datchiki i sistemy*, 2018, no. 5, pp. 55–60 (in Russian).
7. Marple S. L. Jr., *Digital spectral analysis with applications*, Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 1987.
8. S. A. Vagin, Doctoral dissertation of physics and mathematics thesis (St. Petersburg, 2001).
9. Nomerovannyi O. M., P'iankov V. A., *Opredelenie sluchainoi pogreshnocti magnitometrov po metodu "trekh svidetelei"*, in book *Teoria i apparatura dlya geomagnitnykh issledovaniy*, Sverdlovsk, USC AS USSR Publ., 1983, pp. 67–70 (in Russian).

10. Sleeman R., *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 2006, vol. 96, pp. 258–271.
<https://doi.org/10.1785/0120050032>

11. Ando Y., Hayakawa M., *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*, 2006, vol. 126, no. 1, pp. 28–30.

12. Sokol-Kutylovskiy O. L., Tyagunov D. S., *Ural'skiy geofizicheskiy vestnik*, 2007, no. 4 (13), pp. 69–73 (in Russian).

Дата поступления: 03.06.2020.

Дата принятия: 23.06.2020.

Estimation of self noise of geomagnetic and geoelectric field sensors using multichannel measurement method

Pavel F. Astaf'ev, Alexey D. Konoplin

Institute of Geophysics, UB RAS, Yekaterinburg, Russian Federation, e-mail: pashaek@mail.ru, pbs002@mail.ru

Results of synchronous electric and magnetic fields measurements made by different types of sensors in the frequency range of 0.002–7000 Hz are covered. Different approaches to obtaining the evaluation of sensor noise are considered. The technique of quantitative estimation of level of natural noise of each sensor and characteristics of a natural field on the basis of two- and three-channel scheme of synchronous measurement is given. Comparison of experimental noise estimations with computational ones is given. It is shown that the magnetometer based on magnetomodulation transducer has an unacceptably high level of its self noise for using it in applications related to the measurement of natural geomagnetic field.

Key words: coil magnetic sensor, magnetomodulation magnetic sensor, geomagnetic field, self noise of sensor, spectral analysis of time series.

Влияние внешних условий на звуковое давление в камере пистонфона в инфразвуковом диапазоне частот

А. В. Коньков, Д. В. Головин

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений,
г. п. Менделеево, Московская обл., Российская Федерация, e-mail: akustika@vniiftri.ru, golovin@vniiftri.ru

Рассмотрены проблемы калибровки средств измерений инфразвуковых колебаний в атмосфере. Проанализировано влияние внешних условий – атмосферного давления, относительной влажности и температуры воздуха – на воспроизводимое в измерительных камерах пистонфона звуковое давление в диапазоне частот 0,001–250 Гц. Оценены погрешности расчёта звукового давления в измерительных камерах пистонфона при различных вариациях внешних условий. Приведены специальные требования к системе поддержания требуемых значений внешних условий.

Ключевые слова: инфразвуковой микрофон, первичный метод градуировки, пистонфон, инфразвуковое колебание давления, метрологическое исследование, коэффициент полнотры.

Введение. В настоящее время в РФ продолжается восстановление и модернизация поверочной схемы в области инфразвуковых измерений в воздухе. В период 2010–2020 гг. в России и за рубежом появились инфразвуковые микрофоны – средства измерений (СИ), применяемые при международном инфразвуковом мониторинге за соблюдением Договора о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний, ведущемуся в частотном диапазоне 0,001–50 Гц и с верхним пределом динамического диапазона около 135 дБ отн. 20 мкПа [1–3]. В РФ были разработаны и в 2019 г. внесены в Госреестр СИ измерительные эталонные дифференциальные конденсаторные микробарометры К-304-АМ1И (диапазон частот 0,003–63 Гц) и калибратор переменного давления ТАВГ.422956.001 для воспроизведения заданного инфразвукового давления в диапазоне частот 0,01–20 Гц для поверки и калибровки инфразвуковых преобразователей и микрофонов (рабочих СИ). В 2018 г. в Национальной лаборатории Sandia (Калифорния, США) были успешно проведены испытания трёх инфразвуковых сенсоров ISGM-03М (вариант К-304-АМ1), изготовленных в г. Новосибирск. Эти сенсоры (инфразвуковые конденсаторные микрофоны) оказались менее восприимчивы к изменению внешних условий, чем зарубежные аналоги, выполненные на основе барометрической коробки. Указанные устройства составляют нижнее и среднее звенья поверочной схемы в области инфразвуковых измерений в воздухе.

Необходимо разработать верхнее звено поверочной схемы, состоящее из лабораторного эталонного микрофона и прибора для первичной (абсолютной) калибровки эталонных

микрофонов с частотным диапазоном 0,001–50 Гц и верхним пределом динамического диапазона до 135 дБ отн. 20 мкПа. Для калибровки эталонных инфразвуковых микрофонов в диапазоне частот 0,001–100 Гц можно использовать классический пистонфон [4–7]. При этом необходимо расширить частотный диапазон и уменьшить погрешность калибровки разработанного ранее пистонфона 3202, проведя коренную переработку основных узлов (подвижной системы двигателя и системы определения размаха колебаний поршня) и оснастить его современными радиоизмерительными приборами (вольтметром, генератором и частотомером).

Цель настоящей работы – теоретическая оценка влияния внешних условий (атмосферного давления, температуры и относительной влажности воздуха) на погрешность расчёта звукового давления в диапазоне частот 0,001–250 Гц.

Описание пистонфона 3202. В 1960-е гг. во ВНИИФТРИ для калибровки инфразвуковых микрофонов в диапазоне частот 0,1–100 Гц разработан пистонфон 3202. Поршень пистонфона диаметром 20 мм приводится в движение электродинамической системой с подвижной катушкой и изменяет объём измерительной камеры. Система рассчитана на двойной ход поршня 1 мм. Ход поршня определяют с помощью микроскопа с погрешностью 0,5–1,5 % по крайним положениям светящейся метки, нанесённой на шток поршня и освещаемой осветителем. Зная поперечное сечение поршня и его размах, определяют изменение объёма камеры и по нему рассчитывают воспроизводимое в камере звуковое давление. Штуцер с водяным манометром перед проведением измерений позволяет проверить герметичность камеры

с помощью избыточного давления воздуха, накачиваемого резиновой грушей. Массивное основание пистонфона с вибродемпфирующей плитой уменьшает низкочастотные вибрации во время работы электродинамической системы.

Погрешность воспроизведения инфразвукового давления в измерительных камерах пистонфона составляет 1,5–3,0 % в зависимости от частоты и способа измерения размаха колебаний поршня, двигающегося по гармоническому закону. С помощью пистонфона калибруют (поверяют) эталонные лабораторные и рабочие измерительные микрофоны абсолютным (первичным) методом.

Внешние условия акустических измерений. Результаты калибровки микрофонов по известным коэффициентам зависимости от температуры и давления приводят к значениям, которые были бы получены при опорных внешних условиях (температуре воздуха $t=23\text{ }^{\circ}\text{C}$; атмосферному давлению $P_0=101,325\text{ кПа}=760\text{ мм рт. ст.}$; относительной влажности $RH=50\%$) согласно следующим стандартам: IEC 61094-1:2000 "Measurement microphones – Pt. 1: Specifications for laboratory standard microphones"; ГОСТ Р МЭК 61094-2-2011 «Микрофоны измерительные. Ч. 2. Первичный метод градуировки по давлению лабораторных эталонных микрофонов методом взаимности»; IEC 61094-4:1995 "Measurement microphones – Pt. 4: Specifications for working standard microphones".

В месте расположения акустической лаборатории ВНИИФТРИ годовые колебания атмосферного давления находятся в пределах 710–770 мм рт. ст. (94659–102658 Па), среднегодовое значение составляет примерно 747 мм рт. ст. (99592 Па). Помещения лаборатории, где размещены эталонные акустические установки, оборудованы прецизионным кондиционером, поддерживающим температуру воздуха $t=(23,0\pm 0,5)^{\circ}\text{C}$ и относительную влажность воздуха $RH=(50\pm 2)\%$.

Расчёт звукового давления в камере пистонфона. Чувствительность инфразвукового микрофона M_f на частоте f определяют по формуле

$$M_f = U_f / P_f,$$

где U_f – напряжение на выходе микрофона на частоте f ; P_f – звуковое давление в камере пистонфона на частоте f .

Звуковое давление в камере пистонфона с известными размерами создаётся поршнем, колеблющимся по гармоническому закону с определённым размахом. Процесс колебаний воздуха в закрытом объёме в общем случае является политропическим:

$$P_0 V^N = (P_0 + \delta p)(V + \delta V)^N, \quad (1)$$

где P_0 – первоначальное статическое давление воздуха в камере; V – объём камеры; N – коэффициент политропы; δp – переменное звуковое давление; δV – переменный объём, создаваемый колебаниями поршня.

В случае малых возмущений формулу (1) можно разложить в ряд. Если отбросить члены ряда со степенью выше

двух, то для синусоидальных колебаний среднеквадратическое значение звукового давления P_{RMS} в камере пистонфона можно определить по формуле

$$P_{RMS} = \frac{C|N|P_0 S}{V} \frac{X}{2\sqrt{2}}, \quad (2)$$

где $C = kh/\sin(kh)$ – коэффициент волнового распределения звукового давления вдоль оси камеры; k – волновое число; h – высота камеры; S – площадь поперечного сечения поршня пистонфона; X – двойная амплитуда (размах) колебаний поршня.

В состав пистонфона 3202 входит несколько измерительных камер малого объёма (КМО), различающихся объёмом и создаваемым в них звуковым давлением. Отношение высоты рабочего объёма КМО к диаметру должно быть близким к единице для обеспечения более ровной частотной характеристики звукового давления в камере на частотах более 0,1 Гц [4]. Звуковое давление в камере зависит не только от внешних условий, но и от частоты колебаний, с которой связаны коэффициенты волнового распределения давления C и политропы N (равный показателю адиабаты на высоких частотах и единице – на низких).

Коэффициент политропы N рассчитывают по формуле [8, 9]:

$$N = 1 + (\gamma - 1)E,$$

где $\gamma = c_p/c_v$ – коэффициент адиабаты воздуха; c_p , c_v – удельные теплоёмкости воздуха при постоянных давлении и объёме соответственно; E – комплексная передаточная функция температуры.

Для цилиндрической камеры комплексную передаточную функцию температуры можно представить в виде

$$E = 1 - D \sum_m \sum_n \left(\frac{1}{N_{mn}} + \frac{2\pi f l^2}{\alpha} \frac{1}{N_{mn} M_{mn}} i \right)^{-1},$$

где $D = 8/\pi^2$; $m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 0, 1, 2, \dots$; $N_{mn} = (m + 0,5)^{-2} x_n^{-2}$; x_n – n -й нуль функции Бесселя нулевого порядка; $l = V/S$ – отношение объёма V к площади S стенок камеры; α – коэффициент температуропроводности воздуха; $M_{mn} = [(m + 0,5)^2 \pi^2 + x_n^2 R^2] (2R + 1)^{-2}$.

Передаточная функция E является комплексной, поэтому коэффициент N политропы также является комплексной величиной, т. е. при изменении частоты будет наблюдаться сдвиг фазы колебаний.

Расчёт коэффициента политропы. Важным моментом расчёта данного коэффициента является размер суммируемого двойного ряда. Был выбран ряд 1000×1000 , поскольку дальнейшее увеличение размеров суммируемого двойного ряда в заданном диапазоне частот не приводит к существенному изменению результатов расчёта, но увеличивает временные затраты. Все стандартные справочные данные величин, характеризующих воздух, и их зависимость от температуры, влажности и атмосферного давления взяты из стандарта IEC 61094-2:2009.

Результаты расчёта модуля коэффициента политропы для КМО пистонфона при указанных выше опорных условиях

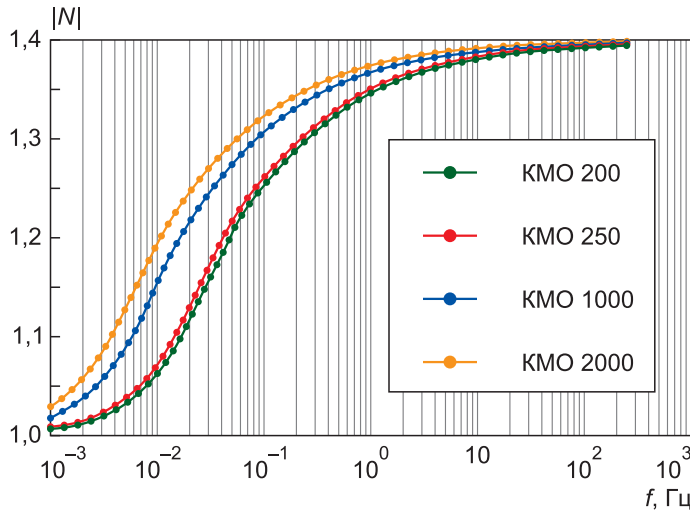


Рис. 1. Зависимость модуля коэффициента N политропы от частоты колебаний для всех КМО пистонфона

Fig. 1. Frequency dependence of the modulus of the polytrope coefficient N for all pistonphone couplers

представлены на рис. 1. Значение модуля коэффициента политропы изменяется от максимального значения 1,4 до минимального 1,0 для всех камер пистонфона в диапазоне частот 250...0,001 Гц. Чем меньше объём камеры, тем выше будет частота, при которой процесс деформации газа станет изотермическим.

Влияние внешних условий на звуковое давление в измерительных камерах пистонфона. Атмосферное (статическое) давление. Для расчётов использовали идеализируемую модель КМО: герметичная камера цилиндрической формы; все её стенки жёсткие; материал стенок имеет высокий коэффициент теплопроводности. Влияние внешних условий сводится к следующему: атмосферное давление учитывается только в момент герметизации КМО; средняя температура внутри КМО с некоторым пренебрежимо малым запаздыванием выравнивается с внешней температурой; средняя относительная влажность воздуха в КМО равна влажности воздуха в помещении в момент её герметизации без образования конденсата.

Для оценки влияния атмосферного давления на погрешность δ расчёта уровня звукового давления (УЗД) в КМО были заданы четыре значения статического давления $P_0 = 715; 730; 745; 760$ мм рт. ст. (95325, 97325, 99325, 101325 Па) при опорных значениях температуры и влажности. Расчёт выполняли для частот третьоктавного ряда в диапазоне 0,001–250 Гц.

На рис. 2, а за нулевой уровень $\delta=0$ принимали погрешность УЗД, рассчитанную для КМО 200 объёмом 201,3 см³ при опорных значениях внешних условий и давлении $P_0 = 760$ мм рт. ст. Для той же КМО, но при статических давлениях 745, 730 и 715 мм рт. ст. строили кривые $\delta(f)$. Аналогичные кривые получали и для остальных КМО, причём с

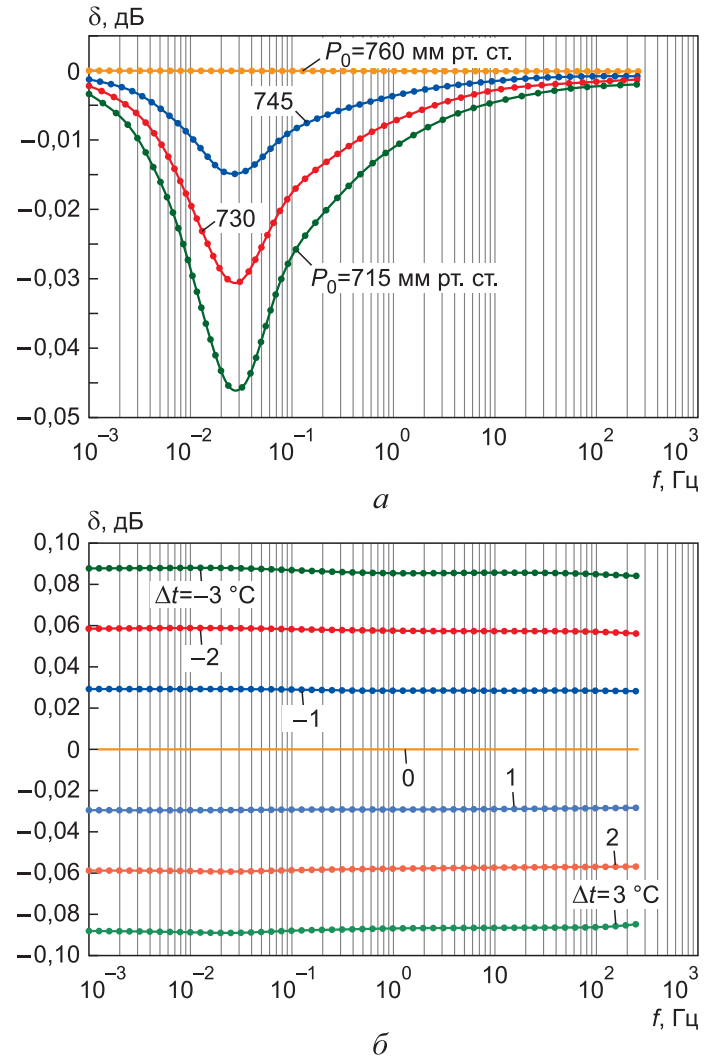


Рис. 2. Частотные зависимости погрешности расчёта звукового давления в КМО 200 пистонфона при опорных внешних условиях и изменениях атмосферного давления P_0 относительно опорного значения 760 мм рт. ст. (а) и температуры Δt относительно опорного значения 23 °С (б)

Fig. 2. Frequency dependences of error of sound pressure calculation for the pistonphone Coupler 200 at reference external conditions and changes of atmospheric pressure P_0 relative to the reference value of 760 mm Hg (а) and temperature Δt relative to the reference value 23 °С (б)

увеличением объёма КМО максимальные изменения кривых $\delta(f)$, оставаясь такими же по величине, сдвигались в сторону более низких частот. Это связано с тем, что отношение диаметра к высоте внутренней полости всех изготовленных КМО было одинаковым, равным единице.

В работах [10, 11] рассчитанный коэффициент политропы рассматривают как постоянную поправку к погрешности УЗД, полученную для формулы адиабатического процесса и называемую поправкой на теплопроводность или

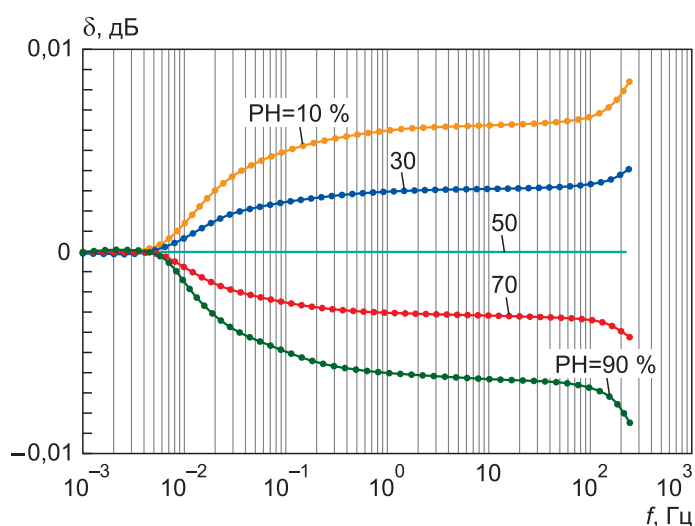


Рис. 3. Частотные зависимости погрешности расчёта звукового давления в КМО 2000 пистонфона при опорных внешних условиях и различного изменения влажности RH воздуха относительно опорного значения 50 %

Fig. 3. Frequency dependences of error of sound pressure calculation for the pistonphone Coupler 200 at reference external conditions and various changes of humidity air humidity RH relative to the reference value 50 %

термодинамической поправкой. Авторы этих работ предполагали, что поправка будет одинаковой, не зависящей от внешнего атмосферного давления. На самом деле, изменение коэффициента политропы (поправки) на каждой частоте рабочего диапазона (см. рис. 2, а) пропорционально изменению атмосферного давления. Частоты, при которых максимальны изменение УЗД в КМО пистонфона и скорость изменения коэффициента политропы, совпадают. На этих частотах для всех КМО при снижении давления с 760 до 715 мм рт. ст. (коэффициент влияния давления $K_P = 0,001 \text{ дБ/мм рт. ст.} = 0,0075 \text{ дБ/кПа}$) максимальное изменение УЗД составляет 0,046 дБ. При прецизионных измерениях пистонфоном с погрешностью около 0,1 дБ (1,2 %) этой погрешностью пренебрегать нельзя. При небольших (в пределах 10 мм рт. ст. = 1,333 кПа) изменениях атмосферного давления его влиянием на расчётное давление в КМО можно пренебречь. Используя для каждой КМО заранее рассчитанную термодинамическую поправку для статических давлений 715, 730, 745 и 760 мм рт. ст., можно значительно упростить программное обеспечение пистонфона.

Относительная влажность воздуха. Для всех КМО было рассчитано влияние относительной влажности воздуха 10, 30, 50, 70 и 90 % на погрешность расчёта УЗД при опорных внешних условиях (рис. 3). За нулевой уровень принимали УЗД, рассчитанный для КМО 2000 объёмом $1967,1 \text{ см}^3$. Максимальные изменения кривых $\delta(f)$, построенных для остальных КМО, оставаясь такими же по величине, сдвигались в сторону высоких частот с уменьшением объёма КМО.

Влияние влажности стремится к нулю в диапазоне частот, где процесс деформации воздуха близок к изотермическому, и достигает максимального значения на высоких частотах. Максимальное изменение УЗД пропорционально изменению влажности воздуха и на частоте 100 Гц составляет $\pm 0,007 \text{ дБ}$ при изменении относительной влажности на $\pm 40 \%$ относительно опорного значения 50 %. Коэффициент влияния относительной влажности воздуха на рабочей частоте не более 100 Гц составляет $K_{RH} = 0,00017 \text{ дБ/\%}$. Увеличение скорости изменения частотной зависимости УЗД от 50 до 250 Гц обусловлено коэффициентом волнового распределения, но это увеличение значительно меньше влияния коэффициента политропы и им можно пренебречь.

Таким образом, при $RH = 50 \%$ можно пренебречь влиянием относительной влажности на рассчитанный УЗД в КМО.

Температура воздуха. Камеры пистонфона изготовлены из металла, обладающего высокой теплопроводностью, следовательно, при изменении температуры в помещении будут изменяться средняя температура и статическое давление внутри КМО. Изменения температуры в помещении могут быть медленными (долговременными, в течение более нескольких часов) и быстрыми.

Рассмотрим долговременные колебания температуры воздуха. Такие изменения температуры не будут иметь существенного значения для калибруемого инфразвукового микрофона, так как спектр частот этих колебаний находится ниже частотного диапазона калибровки, но повлечёт изменение звукового сигнала, действующего на калибруемый микрофон, из-за изменения статического давления в КМО. На рис. 2, б показаны частотные зависимости погрешности расчёта УЗД в КМО при изменении температуры в пределах $\pm 3^\circ \text{C}$ относительно опорной температуры. На всех частотах коэффициент влияния температуры не превышает $0,03 \text{ дБ/}^\circ \text{C}$. В герметичной замкнутой камере изменение давления при изменении температуры складывается из изменений статического давления и вызванного колебанием поршня переменного УЗД. Максимальное значение коэффициента влияния температуры переменной части $K_{TSPL} \approx 0,0025 \text{ дБ/}^\circ \text{C}$, т. е. им можно пренебречь. Из уравнения состояния идеального газа следует, что при изменении температуры газа в КМО на 1°C статическое давление в замкнутой камере должно измениться на 340 Па (144,6 дБ отн. 20 мкПа). Для сравнения максимальное среднеквадратичное значение УЗД, получаемое в КМО 200, составляет 131,5 дБ отн. 20 мкПа, а в КМО 2000 – 111,4 дБ отн. 20 мкПа; максимальный размах колебаний, регистрируемый инфразвуковым сенсором, составляет 134,5 дБ отн. 20 мкПа. Если не учитывать этого изменения температуры, то мембрана инфразвукового микрофона внутри герметичной КМО будет смещаться от первоначального положения равновесия по статическому давлению и кроме переменного давления, возбуждаемого колеблющимся поршнем, будет регистрировать изменение статического давления в КМО, вызванного колебанием температуры окружающего воздуха. В практике инфразвуковых измерений для уменьшения описанного влияния температуры в КМО помещают капилляр,

связывающий полость камеры с окружающим воздухом. Этот капилляр определяет нижнюю границу частотного диапазона КМО (фильтр верхних частот) и вносит дополнительные фазовые искажения. Таким образом, классическая модель пистонфона с герметичной КМО перестаёт правильно работать и её надо заменить на другую модель, содержащую камеру с регулируемой утечкой.

Тепловые шумы (случай быстрых изменений температуры). В помещении с прецизионным кондиционером была проведена запись показаний электрического термометра с шагом 1 мин в течение 5 суток. Период между включением и выключением кондиционера для регулирования температуры в помещении составляет около 20 минут, т. е. наибольшим влияние таких колебаний должно быть на частоте около 0,8 мГц. С применением анализа Фурье получали температурный спектр и, соответственно, спектр теплового шума в измерительной камере (рис. 4). На частоте менее 4 мГц уровень теплового шума начинает превышать 95 дБ, т. е. соотношение сигнал–шум в диапазоне частот 1–4 мГц составляет менее 30 дБ и это приводит к значительному уменьшению точности измерений в этом диапазоне.

Замена системы поддержания температуры в помещении на систему с большей инерционностью позволяет уменьшить влияние изменений температуры окружающего воздуха на погрешность расчёта УЗД. В таком случае изменение температуры на $\pm 1^\circ\text{C}$ от опорной температуры приведёт к изменению расчётного УЗД на значение не более 0,01 дБ.

Дополнительно, помимо колебаний температуры в помещении, на тепловые шумы в КМО влияет радиационный нагрев пистонфона от прямого света (солнца, мощных ламп и прочих осветительных приборов) и от теплового излучения отопительной системы и нагревающихся при работе деталей пистонфона. Первая проблема решается путём исключения источников прямого света, вторая нивелируется конструктивными и техническими методами.

Закключение. Проанализировано влияние внешних условий на погрешность расчёта УЗД в КМО. Оценены УЗД, рассчитанные при опорных внешних условиях для модели полностью герметизированной измерительной камеры пистонфона. Установлено, что учёт влияния атмосферного давления в момент герметизации КМО можно значительно упростить, если разбить диапазон 705–770 мм рт. ст. (93992–102658 Па) на четыре опорных значения (как это сделано при изучении влияния атмосферного давления на УЗД в КМО). При этом можно пренебречь отклонениями давления ± 10 мм рт. ст. ($\pm 1,333$ кПа), температуры воздуха $\pm 1^\circ\text{C}$ и влажности $\pm 40\%$ относительно их опорных значений.

Медленно меняющиеся (более нескольких часов) колебания температуры воздуха в пределах $\pm 1^\circ\text{C}$ относительно опорного значения приводят к погрешности расчёта звукового давления не более 0,03 дБ, которую можно не учитывать при определении итоговой погрешности расчёта звукового давления в КМО.

Для уменьшения тепловых шумов в КМО пистонфона, вызванных колебаниями температуры воздуха в помещении, помещение должно иметь сильную инерционную систему

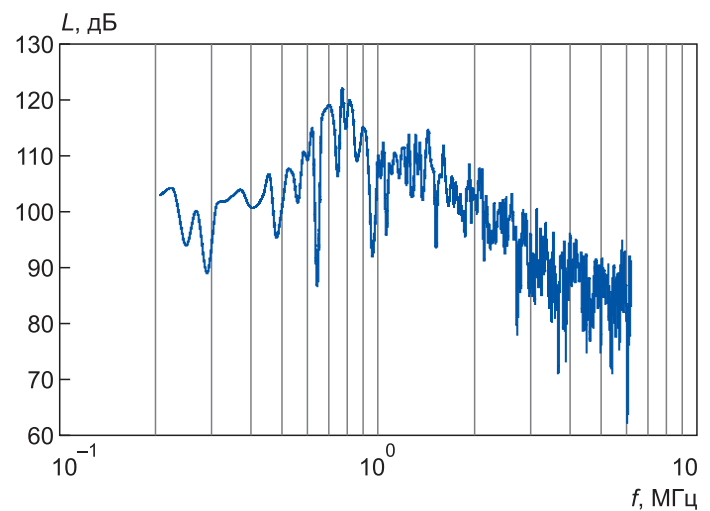


Рис. 4. Спектр L вызванного работой кондиционера теплового шума в КМО

Fig. 4. Example of a thermal noise spectrum L at a pistonphone Coupler caused by an air conditioner operation

поддержания температуры, которая была бы способна обеспечить медленно меняющиеся колебания температуры воздуха в помещении с периодом колебаний более 2–3 ч. При этом нельзя допускать прямого воздействия светового и теплового излучений на пистонфон.

Данные результаты будут востребованы при определении итоговой погрешности расчёта звукового давления в КМО пистонфона. Полученные данные можно проверить или уточнить при численном моделировании на основе уравнений Навье–Стокса процессов, протекающих внутри измерительной камеры пистонфона.

Список литературы

1. Merchant B. John, *Hyperion 5113/A Infrasound Sensor Evaluation*, United States: N. p., 2015, pp. 9–10. <https://doi.org/10.2172/1221711>
2. Slad George William, Merchant Bion J., *Chaparral Model 60 Infrasound Sensor Evaluation*, United States. <https://doi.org/10.2172/1431260>
3. Merchant Bion J., McDowell Kyle D., *MB3a Infrasound Sensor Evaluation*, United States. <https://doi.org/10.2172/1165050>
4. Коньков А. В. О методе пистонфона // Сборник научных трудов ВНИИФТРИ. 1975. Вып. 23 (33). С. 5–11.
5. Wen He, Longbiao He, Fan Zhang, Zuochao Rong and Shushi Jia, *A dedicated pistonphone for absolute calibration of infrasound sensors at very low frequencies*. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/27/2/025018>
6. Longbiao B. He, Wen He, Junhui H. Qin, Ping Yang, Bo Zhong, Feng Niu, *A Reference Infrasound Source with Low Distortion Based on Laser Pistonphone Technology*. <https://doi.org/10.1007/s12647-012-0034-9>

7. Eyup Bilgic, Enver Sadikoglu, Baki Karaboece, *Laser pistonphone as an alternative tool for microphone absolute calibration at low frequencies*. <https://doi.org/10.1117/12.468169>

8. Gerber H., *Journal of Acoustical Society of America*, 1964, vol. 36, pp. 1427–1434.

9. A. Svete, I. Bajsić, J. Kutin, *Investigation of polytropic corrections for the piston-in-cylinder primary standard used in dynamic calibrations of pressure sensors*. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.03.019>

10. W. He, F. Zhang, L. B. He, Z. C. Rong, *Journal of Sound and Vibration*, 2014, vol. 335, pp. 105–114. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2014.09.030>

11. Zhang F., He W., He L. and Rong Z., *Journal of Sound and Vibration*, 2015, vol. 358. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2015.07.010>

References

1. Merchant B. John, *Hyperion 5113/A Infrasound Sensor Evaluation*, United States: N. p., 2015, pp. 9–10. <https://doi.org/10.2172/1221711>

2. Slad George William, Merchant Bion J., *Chaparral Model 60 Infrasound Sensor Evaluation*, United States. <https://doi.org/10.2172/1431260>

3. Merchant Bion J., McDowell Kyle D., *MB3a Infrasound Sensor Evaluation*, United States. <https://doi.org/10.2172/1165050>

4. Kon'kov A. V., *Collection of scientific proceeding of VNIIFTRI*, 1975, vol. 23 (33), pp. 5–11.

5. Wen He, Longbiao He, Fan Zhang, Zuochao Rong and Shushi Jia, *A dedicated pistonphone for absolute calibration of infrasound sensors at very low frequencies*. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/27/2/025018>

6. Longbiao B. He, Wen He, Junhui H. Qin, Ping Yang, Bo Zhong, Feng Niu, *A Reference Infrasound Source with Low Distortion Based on Laser Pistonphone Technology*. <https://doi.org/10.1007/s12647-012-0034-9>

7. Eyup Bilgic, Enver Sadikoglu, Baki Karaboece, *Laser pistonphone as an alternative tool for microphone absolute calibration at low frequencies*. <https://doi.org/10.1117/12.468169>

8. Gerber H., *Journal of Acoustical Society of America*, 1964, vol. 36, pp. 1427–1434.

9. A. Svete, I. Bajsić, J. Kutin, *Investigation of polytropic corrections for the piston-in-cylinder primary standard used in dynamic calibrations of pressure sensors*. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2018.03.019>

10. W. He, F. Zhang, L. B. He, Z. C. Rong, *Journal of Sound and Vibration*, 2014, vol. 335, pp. 105–114. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2014.09.030>

11. Zhang F., He W., He L. and Rong Z., *Journal of Sound and Vibration*, 2015, vol. 358. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2015.07.010>

Дата поступления: 06.03.2020.

Дата принятия: 06.04.2020.

The influence of external conditions on sound pressure in the pistonphone at the infrasound frequency range

Anatoly V. Konkov, Dmitrii V. Golovin

Russian Metrological Institute of Technical Physics and Radio Engineering (VNIIFTRI),
Mendeleev, Moscow region, Russian Federation, e-mail: akustika@vniiftri.ru, golovin@vniiftri.ru

The influence of environmental conditions on a sound pressure reproduced by the primary method in the measuring chambers of the Pistonphone in the frequency range from 1 mHz to 250 Hz is estimated. Numerical estimations of influence of environmental conditions on sound pressure in pistonphone measuring chambers are given and special requirements to system of maintenance of required external conditions are specified.

Key words: infrasound microphone, primary method, pistonphone, infrasound pressure fluctuation, metrological analysis, polytropic coefficient.

УВАЖАЕМЫЕ ЧИТАТЕЛИ!

Продолжается подписка на журналы
«Измерительная техника» и «Метрология» на 2020 г.

АО «Агентство «Роспечать»

(подписка на полугодие или отдельные номера)

www.rospr.ru +7 (495) 921-25-26

«Измерительная техника» – индекс 70391

«Метрология» – индекс 79377

АО «Агентство подписки и розницы»

(по Объединённому каталогу «Пресса России»)

www.apr.ru +7 (495) 974-11-11

«Измерительная техника» – индекс 38168

«Метрология» – индекс 38169

ООО «Информнаука»

www.informnauka.com +7 (495) 787-38-73

ООО «УП «Урал-Пресс»

www.ural-press.ru +7 (499) 700-05-07

ФГУП «ВНИИМС»

www.vniims.ru +7 (495) 430-28-02

Научная электронная библиотека eLIBRARY.RU

www.elibrary.ru +7 (495) 544-24-94

Национальный цифровой ресурс «Руконт»

www.rucont.ru +7 (495) 719-09-21

Адрес редакции:

119361 Москва, ул. Озёрная, 46, ФГУП «ВНИИМС»

Тел.: +7 (495) 781-48-70

E-mail: izmt@vniims.ru

www.izmt.ru