

# Распределенный волоконно-оптический датчик температуры на основе регистрации бозонных компонент рамановского рассеяния света для криогенных применений

Б.Г.Горшков, Г.Б.Горшков, К.М.Жуков

*Экспериментально показана возможность создания распределенного волоконно-оптического датчика, позволяющего проводить измерение криогенных температур вплоть до точки кипения жидкого азота. Принцип действия датчика основан на регистрации интенсивности бозонных пиков комбинационного (рамановского) рассеяния света в материале оптического волокна, отстоящих от частоты зондирующего излучения на 1–3 ТГц. Для измерений использовалось одномодовое телекоммуникационное волокно с полиимидным покрытием толщиной 15 мкм. Длина волны зондирующего излучения 1.55 мкм, пространственное разрешение датчика 4 м, постоянная времени 60 с. Эксперименты проводились в диапазоне температур 75.6–79.6 К, при этом получено разрешение по температуре 0.5 К.*

**Ключевые слова:** распределенный датчик, волоконная оптика, измерение низких температур.

## 1. Введение

В последние десятилетия распределенные датчики температуры на основе волоконно-оптических технологий активно используются в различных областях, включая мониторинг нефтяных скважин, противопожарные системы и т. д. Принцип действия таких датчиков обычно основан на измерении интенсивности комбинационного (КР, или рамановского) рассеяния света в материале сердцевины волокна [1] или частотного сдвига рассеяния Манделъштама–Бриллюэна [2, 3]. Для измерения в области температур жидкого азота (77 К) или сжиженного природного газа (110 К) эти методы, однако, практически непригодны. Так, интенсивность информативной антистоксовой компоненты КР при температуре жидкого азота падает практически до нуля, а зависимость частотного сдвига бриллюэновского рассеяния неоднозначна [4], что не способствует точности измерений.

Рассмотрим, какие еще возможности для измерения криогенных температур существуют. В работе [4] показано, что о температуре оптического волокна можно судить по ширине линии бриллюэновского усиления. Кроме того, измерение амплитуды сигнала рассеянного спонтанного бриллюэновского излучения [5] позволяет проводить низкотемпературные измерения. Однако технология бриллюэновской рефлектометрии сложна и вряд ли адекватна поставленной задаче [6]. В последние годы появились работы, в которых исследованы принципы измерения изменений температуры за счет регистрации рефлектограмм упругого (рэлеевского) рассеяния света. В случае скани-

рования частоты источника зондирующего излучения об изменении температуры судят по сдвигу спектров рэлеевского рассеяния [7–9] или по накопленной в результате температурного воздействия истинной фазе [10]. Недостаток метода состоит в том, что возможны только относительные измерения (требуется запись эталона, относительно которого проводятся измерения). Однако имеется еще одна возможность измерения криогенных температур, основанная на регистрации интенсивности бозонного пика КР, на что указывалось еще в работе [3]. Позднее эта тема была развита в [11], однако ни серьезного аналитического исследования, ни экспериментов выполнено не было.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы на основе экспериментальных данных и математического моделирования предложить наиболее подходящую и простую в реализации схему распределенного датчика низких температур, основанную на измерении интенсивности бозонных пиков КР, создать макет соответствующего волоконно-оптического распределенного датчика и оценить его характеристики.

## 2. Анализ метода измерений

Экспериментально полученные спектры спонтанного КР в направлении назад для телекоммуникационного одномодового оптического волокна показаны на рис.1 (стоксова компонента) и рис.2 (антистоксова компонента). Кривые 3 на обоих рисунках соответствуют температуре волокна 300 К. Спектр получен с использованием одночастотного лазерного диода с длиной волны 1551 нм, циркулятора и анализатора спектра Ando AQ 6317. Рэлеевское рассеяние подавлено тонкоплочным режекторным фильтром с полосой 6 нм. Отрицательный знак по оси абсцисс на рис.1 говорит об уменьшении частоты вследствие стоксова сдвига КР. Полученные спектры не имеют существенных отличий от полученных ранее (например, в работе [3]). Обращает на себя внимание, помимо широко известных полос, отстоящих на 13 ТГц от частоты возбуждающего излучения, наличие полос с мень-

Горшков Б.Г. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: bgorshkov@gmail.com

Горшков Г.Б. ООО «ПетроФайбер», Россия, Тульская обл., 301664 Новомосковск, Клинский пр., 7

Жуков К.М. ООО «Лаборатория электронных и оптических систем», Россия, 105082 Москва, Спартаковская пл., 14, стр. 4

Поступила в редакцию 27 декабря 2019 г., после доработки – 11 марта 2020 г.

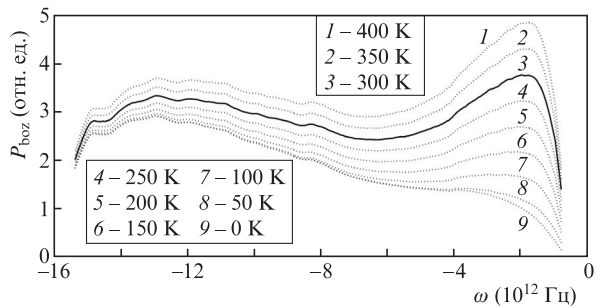


Рис.1. Спектр стоксовой компоненты КР. Сдвиг  $\omega = 0$  соответствует зондирующему излучению.

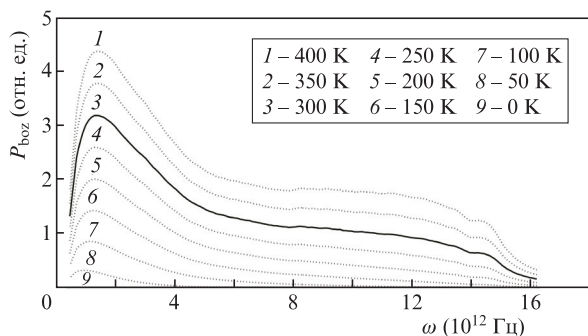


Рис.2. Спектр антистоксовой компоненты КР.

шим частотным сдвигом (1–3 ТГц), обычно называемых бозонными и имеющими более высокую спектральную яркость. Эти спектры описываются известными [12] выражениями

$$I_{as} = S(\omega)n(\omega), \tag{1}$$

$$I_s = S(\omega)[1 + n(\omega)], \tag{2}$$

где  $I_{as}$  и  $I_s$  – интенсивности антистоксовой и стоксовой компонент КР;  $S(\omega)$  – не зависящая от температуры функция частоты оптических фононов  $\omega$ , описывающая форму спектральной полосы;

$$n(\omega) = \{\exp[\hbar\omega/(kT)] - 1\}^{-1} \tag{3}$$

– функция Бозе;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура среды;  $\hbar$  – постоянная Планка.

На основании формул (1)–(3) и на базе полученных при комнатной температуре экспериментальных спектров рассчитаны показанные на рис. 1 и 2 спектры КР для различных температур волокна. Анализ этих спектров показывает, что традиционно используемая в распределенных датчиках температуры в качестве наиболее информативной интенсивность антистоксовой полосы КР, отстоящей от частоты возбуждения на 13 ТГц, близка к нулю, по причине чего измерение криогенных температур ниже 150 К становится практически невозможным. Это объясняется тем, что при низких температурах член  $n(\omega)$  в (1) и (2) мал, т. к. тепловая генерация оптических фононов незначительна. По этой же причине интенсивность стоксовой компоненты, хотя и не мала, остается практически независимой от температуры. В то же время, если обратить внимание на полосы КР, отстоящие на 1–3 ТГц от частоты возбуждающего света, видна близкая к линейной зависимость их интенсивности от температуры, по крайней мере до 50 К.

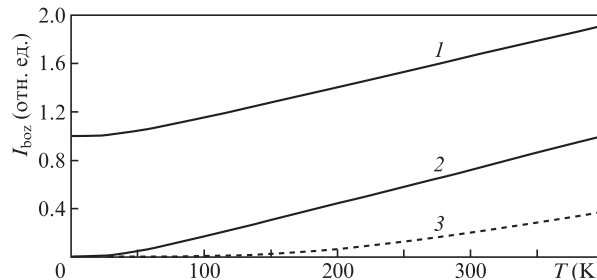


Рис.3. Зависимость от абсолютной температуры интенсивности стоксовой (1) и антистоксовой (2) бозонных компонент КР, отстоящих от зондирующего излучения на 2 ТГц, и антистоксовой компоненты КР (3), отстоящей от него на 13 ТГц.

Более низкие температуры по-прежнему остаются трудноизмеримыми при использовании КР.

На рис.3 представлены зависимости интенсивности бозонных пиков антистоксовой и стоксовой компонент КР ( $\omega = 2$  ТГц) от абсолютной температуры. Видно, что, начиная от 50 К, зависимость близка к линейной; это позволяет измерять температуру более 50 К с достаточно высокой точностью. В то же время зависимость антистоксовой компоненты КР ( $\omega = 13$  ТГц) существенно нелинейна при низких температурах, а ее интенсивность в этих условиях весьма мала.

### 3. Эксперимент

Для исследования возможности измерения криогенных температур при помощи бозонных пиков КР была собрана экспериментальная рефлектометрическая установка, работающая во временной области (OTDR), схема которой представлена на рис.4. Задающий лазерный диод 1 с распределенной обратной связью и длиной волны излучения 1551 нм при ширине спектра не более 0.01 нм генерирует импульсы длительностью 40 нс. После эрбиевого усилителя 2 зондирующее излучение проходит через узкополосный фильтр 3 (DWDМ) с шириной спектра пропускания менее 100 ГГц для исключения вклада излучения люминесценции усилителя в регистрируемые рефлектограммы (это излучение модулировано по мощности с частотой следования импульсов и может исказить принимаемую рефлектограмму). Через поляризационный скремблер 4 (General Photonics PSM-002) и циркулятор 5 зондирующее излучение поступает в отрезки исследуемого волокна 6–9. Пиковая мощность зондирующего излучения, составляющая 1 Вт, была ограничена во избежание возни-

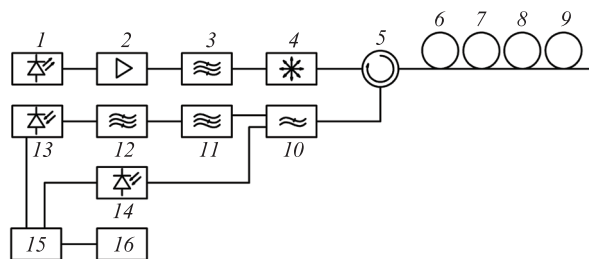


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – задающий лазерный диод; 2 – эрбиевый усилитель; 3 – узкополосный фильтр; 4 – поляризационный скремблер; 5 – циркулятор; 6–9 – исследуемые волокна; 10 – спектральный мультиплексор; 11, 12 – фильтры; 13, 14 – фотоприемники; 15 – аналого-цифровой преобразователь; 16 – компьютер.

кновения нелинейных эффектов, искажающих рефлектограммы. Рассеянное в обратном направлении излучение через циркулятор 5, мультиплексор 10 и фильтры 11, 12 поступает на фотоприемники 13 и 14 (лавинные фотодиоды с трансимпедансным усилителем и полосой 50 МГц). Фильтр 10 позволяет разделить стоксово излучение (13 ТГц) и суммарное излучение бозонных пиков. Фильтр 11 выполняет режекторную функцию, отсекая сигнал рэлеевского рассеяния (его спектральная ширина 6 нм – от 1547 до 1553 нм). Фильтр 12 сварной конструкции с периодической функцией пропускания одновременно подавляет стоксову и антистоксову компоненты КР, пропуская их бозонные составляющие. Спектр интересующего нас излучения бозонных пиков КР, поступающего на фотоприемник, совпадает с приведенным в нашей статье [13]. Сигнал с фотоприемников после усилителей оцифровывается аналого-цифровым преобразователем 15 с частотой 50 МГц и вводится в память компьютера 16.

В эксперименте использовалось оптическое волокно двух типов: LWP Fujikura длиной около 8 км с эпоксиакрилатным буфером и одномодовое волокно с полиимидным покрытием диаметром 155 мкм, которое подвергалось действию низких температур. Выяснилось, что стандартное телекоммуникационное волокно при температуре жидкого азота обнаруживает затухание более  $10 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ , что неприемлемо. Мы связываем это затухание с микроизгибами, возникающими в результате деформации собственно кварцевого волокна буферной оболочкой диаметром 250 мкм. Использование волокна с тонким (15 мкм) покрытием в значительной мере устраняет эту проблему. К катушке 6 длиной 8 км приварен участок волокна с полиимидным покрытием, разбитый на три последовательных отрезка. Отрезок 8 длиной 18 м в виде свободной бухты диаметром 60 мм помещался в пенопластовый стакан, в который заливался жидкий азот. Отрезки 7 и 9 длиной также по 18 м находились в нормальных температурных условиях. Поскольку нас интересовала разрешающая способность установки по температуре, все эксперименты проводились непосредственно в среде испаряющегося жидкого азота, что обеспечивало равномерность поддержания температуры по длине бухты волокна 8. Для того чтобы получать хорошо контролируемые изменения температуры, указанный стакан с волокном помещался в герметичный сосуд с возможностью изменения давления, которое контролировалось мановакууметром класса точности 1.5%. Использование вакуумного насоса и игольчатого вентиля позволило провести измерения в диапазоне давлений от  $-0.25$  до  $+0.3$  бар, что соответствует изменению температуры от 75.6 до 79.5 К [14].

Как и ожидалось, измерения показали, что интенсивность стоксовой компоненты рамановского рассеяния (13 ТГц) практически не зависит от температуры, и во избежание дополнительных шумов эта компонента в расчетах не учитывалась.

Рефлектограмма для суммы бозонных компонент при  $T = 77 \text{ K}$  показана на рис.5. Пространственное разрешение составляет 4 м. Участок волокна с координатами 8184–8202 м имеет температуру жидкого азота, остальные – 300 К.

Зависимость интенсивности бозонной компоненты  $I_{\text{bоз}}$  от температуры и результат ее линейной аппроксимации приведены на рис.6. Видно, что интенсивность  $I_{\text{bоз}}$  линейно изменяется с температурой, и это согласуется с зависимостью давления насыщенных паров азота от температу-

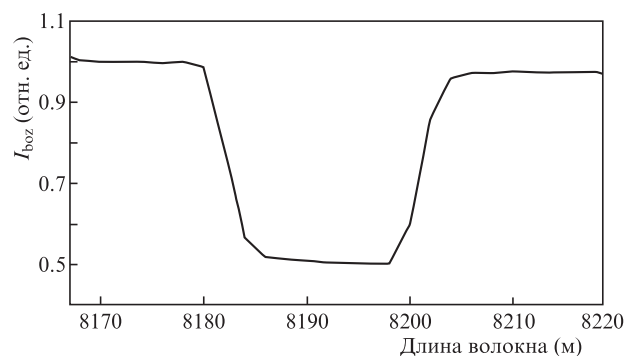


Рис.5. Рефлектограмма для суммы бозонных компонент при температуре 77.4 К бухты 8.

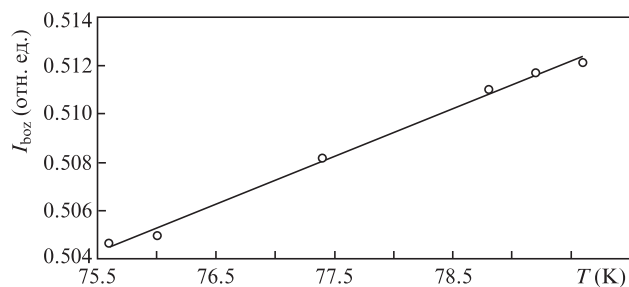


Рис.6. Зависимость интенсивности бозонной компоненты от температуры и результат ее линейной аппроксимации.

ры [14] (в интервале температур 75–80 К эту зависимость можно считать линейной).

Временной ход измерений  $I_{\text{bоз}}$  показан на рис.7. Горизонтальными отрезками с указанием температуры обозначены временные интервалы, в течение которых поддерживалась данная температура.

Следует отметить, что полученные нами характеристики не являются предельными. В частности, использованные фотоприемные модули при указанном пространственном разрешении имеют неоптимальную (чересчур широкую) полосу принимаемых частот, оптические фильтры по своим спектральным характеристикам также не оптимальны. Несколько улучшить чувствительность в области низких температур можно путем регистрации только антистоксовой составляющей бозонной компоненты. Для меньших дальностей возможно повышение частоты зондирующих импульсов, что приведет к улучшению отношения сигнал/шум. В то же время остается не выясненным вопрос об оптимальной конструкции оптического волокна, обеспечивающей низкие потери при криогенных температурах.

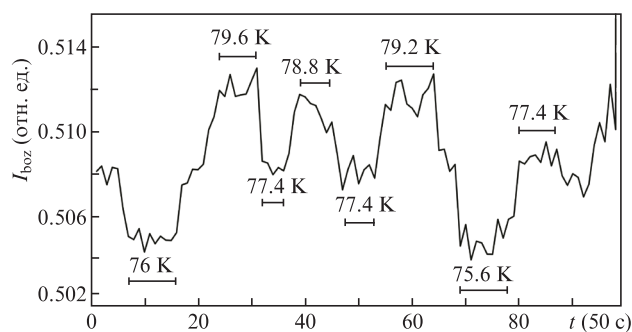


Рис.7. Временной ход эксперимента.

Итак, в работе впервые экспериментально показана возможность создания волоконно-оптического распределенного датчика для измерения криогенных (77 К) температур на основе регистрации интенсивности бозонных пиков комбинационного (рамановского) рассеяния света. Продемонстрирована чувствительность на уровне 0.5 К при пространственном разрешении 4 м и времени накопления сигнала 50 с.

Авторы благодарны М.А.Таранову за проявленный интерес к работе и ценные замечания.

1. Dakin J.P. Patent UK, GB2140554A (1984).
2. Горбатов И.Е., Горшков Б.Г. *ФТТ*, **30**, 2226 (1988).
3. Горшков Б.Г., Горбатов И.Е., Данилейко Ю.К., Сидорин А.В. *Квантовая электроника*, **17**, 345 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **20**, 283 (1990)].
4. Thévenaz L., Alexandre Fellay A., Facchini M., Scandale W., Niklès M., Robert P.A. *Proc. SPIE*, **4694**, 22 (2002).
5. Mahar S., Geng J., Schultz J., Minervini J., Jiang S., Titus P., Takayasu M., Gung C., Tian W., Chavez-Pirson A. *Proc. SPIE*, **7087**, 70870I-1 (2008).
6. Hartog A.H. *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors* (Taylor & Francis Group, LLC, 2017).
7. Koyamada Y., Imahama M., Kubota K., Hogari K. *J. Lightwave Technol.*, **27**, 1142 (2009).
8. Lu X., Soto M.A., Thévenaz L. *Proc. SPIE*, **9157**, 91573R (2014).
9. Gorshkov B.G., Taranov M.A., Alekseev A.E. *Laser Phys.*, **27**, 085105 (2017).
10. Nikitin S.P., Kuzmenkov A.I., Gorbulyenko V.V., Nanii O.E., Treshchikov V.N. *Laser Phys.*, **28**, 085107 (2018).
11. Rabia M.K., Jurdyc A.M., Brusq J.Le, Champagnon B., Vouagner D. *Opt. Laser Technol.*, **94**, 25 (2017).
12. *Рассеяние света в твердых телах*. Под ред. М.Кардоны (М.: Мир, 1979).
13. Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Жуков К.М. *Квантовая электроника*, **49**, 581 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 581 (2019)].
14. *Разделение воздуха методом глубокого охлаждения. Технология и оборудование* (М.: Машиностроение, 1973, т. 1, с. 91).