УДК 535

А.С. Смирнов[1, 2], В.В. Бурдин[1, 2], Ю.А. Константинов[2]

[1] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия
[2] Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН, Пермь, Россия

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ФАКТОРОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО СДВИГА КВАРЦЕВЫХ ВОЛОКОН

Эффект Мандельштама–Бриллюэна, наблюдаемый в оптических волокнах, используется для создания распределенных датчиков температуры и деформации. Зачастую для таких датчиков применяются кварцевые оптические волокна серийного производства. Чувствительность частотного бриллюэновского сдвига таких волокон бывает недостаточной для специальных измерений. В связи с этим возникает задача разработки оптического волокна с большим бриллюэновским сдвигом и его высокой темпратурной чувствительностью. Цель настоящей работы – вывести соотношение, определяющее температурную чувствительность бриллюэновского сдвига кварцевых оптических волокон.

Ключевые слова: кварцевое волокно, бриллюэновский сдвиг, температурная чувствительность бриллюэновского сдвига, эффект Мандельштама–Бриллюэна, оптическое волокно.

A.S. Smirnov[1, 2], V.V. Burdin[1, 2], Iu.A. Konstantinov[2]

[1] Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation
[2] Photonics Laboratory of Perm Scientific Centre of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation

THEORETICAL ANALYSIS OF THE FACTORS DETERMINING THE OPTICAL SILICA FIBERS BRILLOUIN SHIFT TEMPERATURE SENSITIVITY

Brillouin effect observed in optical fibers is used for distributed temperature and strain sensors. Often, these sensors are made of the silica optical fiber in mass production. The Brillouin frequency shift sensitivity of these fibers is inadequate for special measurements. there is the task of developing an optical fiber with a large Brillouin shift and high temperature sensitivity of Brillouin shift. The purpose of this work – to get the ratio, which determines the temperature sensitivity of silica optical fibers Brillouin shift.

Keywords: silica fiber, Brillouin shift, temperature sensitivity of Brillouin shift, Brillouin effect, optic fiber.

Эффект Мандельштама–Бриллюэна, наблюдаемый в оптических волокнах при превышении определенного уровня интенсивности излучения, используется для создания распределенных датчиков температуры. Во многих измерительных системах, основанных на данном эффекте, применяются кварцевые оптические волокна серийного производства. Чувствительность частотного бриллюэновского сдвига таких волокон бывает недостаточной для специальных измерений. В связи с этим возникает задача разработки оптического волокна с большим бриллюэновским сдвигом и высокой чувствительностью бриллюэновского сдвига частоты (f_b) к температурному воздействию. В литературе имеется множество экспериментальных данных [1–5], касающихся данной проблемы. Цель настоящей работы – систематизировать эти данные, вывести соотношение, определяющее чувствительность бриллюэновского сдвига ($C_T = df_b/dT$) кварцевых волокон к температуре.

Бриллюэновский сдвиг частоты при рассеянии излучения под углом 180° определяется соотношением [6]

$$f_b = \frac{2n_{eff} \cdot v}{\lambda}, \tag{1}$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления сердцевины волоконного световода; v – скорость звука в сердцевине; λ – длина волны света.

Известно, что величина бриллюэновского сдвига в чистом кварцевом стекле составляет ≈11,1 ГГц (в пересчете в область длин волн 1,55 мкм) [6]. Для разработки сенсорного к бриллюэновскому сдвигу волокна важно понять, в каком диапазоне данная величина может изменяться в зависимости от легирующего компонента в сердцевине и его концентрации.

Пусть c – концентрация легирующего компонента в сердцевине. Из формулы (1) следует:

$$\frac{df_b}{dc} = \frac{2}{\lambda}\left(v\frac{dn}{dc} + n\frac{dv}{dc}\right). \tag{2}$$

На графике (рис. 1) представлены показатели преломления кварцевого стекла в зависимости от концентрации различных легирующих добавок [7].

Формула (2) показывает, что величина $\frac{df_b}{dc}$ определяется значениями производных $\frac{dn}{dc}$ и $\frac{dv}{dc}$. Для того чтобы сердцевина была волноведущей, нужно, чтобы ее показатель преломления был больше показателя преломления чистого кварцевого стекла, т.е. $\frac{dn}{dc} > 0$. Например, для GeO_2 (см. рис. 1) следует, что $\frac{dn}{dc} = 1,50 \cdot 10^{-3}$ (1/мол. %).

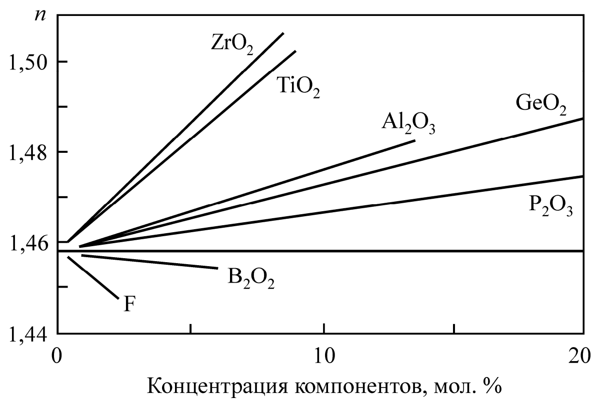

Рис. 1. Зависимость показателя преломления
от концентрации легирующего вещества

Знак $\frac{df_b}{dc}$ будет определяться знаком производной $\frac{dv}{dc}$. В таблице представлены данные, показывающие, каким образом различные легирующие компоненты влияют на оптический показатель преломления и скорость звуковых волн в кварцевом стекле [8].

Влияние легирующих компонентов на свойства кварцевого стекла

Параметр	GeO_2	P_2O_5	TiO_2	B_2O_3	F_2	Al_2O_3
Оптический показатель преломления	↑	↑	↑	↓	↓	↑
Скорость акустической волны	↓	↓	↓	↓	↓	↑

Легирование оксидом германия уменьшает скорость звуковых волн, т.е. для GeO_2 $\frac{dv}{dc} < 0$. Таким образом, производные $\frac{dn}{dc}$ и $\frac{dv}{dc}$ имеют разные знаки, и итоговый знак производной $\frac{df_b}{dc}$ определяется суммой двух слагаемых в формуле (2). Результаты проведенных нами измерений на бриллюэновском анализаторе (BOTDA) Ditest-STA для серии одномодовых оптических волокон (длина волны отсечки – 1,40 ± 0,05 мкм, диаметр модового – поля 7,8 ± 0,9 мкм (на длине волны 1,55 мкм), диаметр кварцевой оболочки – 80 ± 1 мкм) при температуре 20 °C представлены на рис. 2.

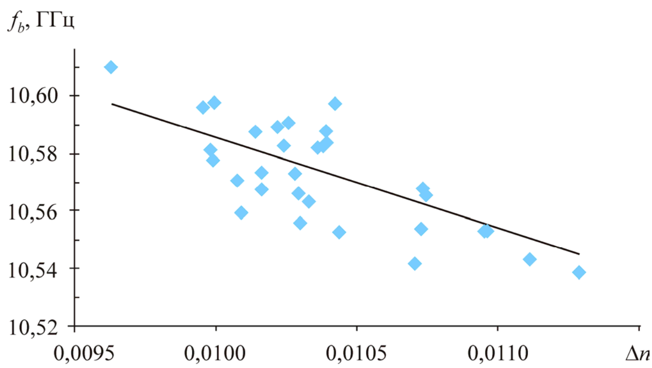

Рис. 2. Зависимость бриллюэновской частоты образцов одномодового оптического волокна от Δn, измеренного в заготовке

Экспериментальные точки на рис. 2 свидетельствуют о том, что бриллюэновский сдвиг частоты f_b уменьшается при увеличении Δn, т.е. при увеличении концентрации германия в сердцевине. Аппроксимация линейной зависимостью дает при нулевой концентрации германия (т.е. для чистого кварцевого стекла) величину бриллюэновского сдвига 10,9 ГГц, хорошо согласующуюся с экспериментальными данными, полученными в других работах (11,1 ГГц) [6]. Из графика определяется производная бриллюэновского сдвига по показателю преломления: $(df_b/dn) = -31{,}7$ ГГц. Таким образом, для оксида германия получаем следующее:

$$\frac{df_b}{dc} = \frac{df_b}{dn} \cdot \frac{dn}{dc} = -31{,}7 \cdot 1{,}5 \cdot 10^9 \cdot 10^{-3} \approx -48 \text{ МГц/мол. \%}.$$

Тогда из формулы (2) при $\lambda = 1{,}55$ мкм и $v = 5800$ м/с можно сделать оценку для величины $\frac{dv}{dc} = -31$ м/(с·мол. %). В итоге в формуле (2) первое слагаемое $\frac{2v}{\lambda}\frac{dn}{dc} =$ 11,2 МГц/мол. %. Второе слагаемое отрицательно $\left(\frac{2n}{\lambda}\frac{dv}{dc} = -59 \text{ МГц/мол. \%}\right)$ и по модулю существенно превосходит первое. Таким образом, для оксида германия определяющий вклад в величину производной бриллюэновского сдвига по концентрации вносит величина $\frac{2n}{\lambda}\frac{dv}{dc} = \frac{f_b}{v}\frac{dv}{dc} = f_b\frac{d(\ln v)}{dc}$. Именно она определяет отрицательный знак производной. Другими словами, наиболее важную роль в изменении бриллюэновского сдвига играет фактор уменьшения скорости звука с увеличением концентрации оксида германия.

Единственным легирующим компонентом из представленных в таблице, увеличивающим как показатель преломления кварцевого стекла, так и скорость звуковых волн, является оксид алюминия (Al_2O_3). Для этого компонента обе производные $\frac{dn}{dc}$ и $\frac{dv}{dc}$ положительны, поэтому $\frac{df_b}{dc} > 0$. Литературные данные показывают, что волокна с добавками в сердцевину Al_2O_3 имеют рекордно большие бриллюэновские сдвиги >11 ГГц и хорошую чувствительность бриллюэновского сдвига к температурному воздействию. Так, в работе [8] для моды сердцевины алюмосиликатного световода получен сдвиг ≈11,3 ГГц при концентрации оксида алюминия 10 мол. %, что примерно на 200 МГц превышает сдвиг чистого кварцевого стекла. Поскольку наклон прямой на рис. 1 для оксида алюминия примерно такой же, что и для оксида германия, первое слагаемое в формуле (2) будет примерно таким же, что и для оксида германия. Изменение бриллюэновского сдвига за счет этого слагаемого составит 11,2 · 10 = 112 МГц. Остальные примерно 100 МГц получаются за счет второго слагаемого, связанного с изменением скорости звука.

Итак, в случае $\frac{df_b}{dc} > 0$ увеличение концентрации легирующего компонента приводит к увеличению бриллюэновского сдвига. При этом, возможно, следует ожидать и увеличения чувствительности волокна к величине f_b при нагревании [8]. Таким образом, при $\frac{df_b}{dc} > 0$ концентрацию легирующего компонента следует до предела увеличивать. Ограничения могут быть связаны с недостаточной растворимостью компонента или слишком большим поглощением волокна при увеличении концентрации компонента.

В случае $\frac{df_b}{dc} < 0$ увеличение концентрации легирующего компонента приводит к уменьшению бриллюэновского сдвига. При этом бриллюэновский сдвиг имеет предел при $c \to 0$, равный бриллюэновскому сдвигу для чистого кварцевого стекла. Подобные легирующие компоненты, однако, могут представлять интерес с точки зрения чувствительности волокна по отношению к внешним температурным или механическим воздействиям. Например, чувствительность волокна к температурному воздействию $\frac{df_b}{dT}$, вероятно, в первую очередь определяется самим легирующим компонентом, а уже затем концентрацией легирующего компонента.

В литературе имеется немного данных о корреляции бриллюэновского сдвига и чувствительности бриллюэновского сдвига в волокнах по отношению к каким-либо внешним воздействиям. Логично предположить, что подобная корреляция наблюдается только для однотипных волокон (с одним и тем же составом сердцевины, геометрическими параметрами). Например, изменяя каким-либо образом концентрацию GeO_2 в сердцевине волокна при неизменном составе легирующего компонента, можно ожидать изменения чувствительности волокна к температурному воздействию пропорционально бриллюэновскому сдвигу: $\frac{df_b}{dT} \approx f_b$.

Однако нельзя говорить о корреляции и чувствительности бриллюэновского сдвига по отношению к внешнему воздействию, сравнивая волокна с различными легирующими компонентами или различной конструкции. Нами были проведены сравнительные измерения среди исследуемой серии одномодовых волокон и стандартного волокна SMF-28. При относительно небольшом бриллюэновском сдвиге 10,5–10,6 ГГц исследуемые оптические волокна показали довольно высокую чувствительность к температуре, примерно равную 1,2 МГц/°С. На этом фоне волокна SMF-28 при бриллюэновском сдвиге 10,9 ГГц показали чувствительность, равную лишь 0,95 МГц/°С.

На рис. 3 приведена зависимость коэффициентов чувствительности C_T от разности показателей преломления между сердцевиной и оболочкой для ряда исследуемых одномодовых волокон.

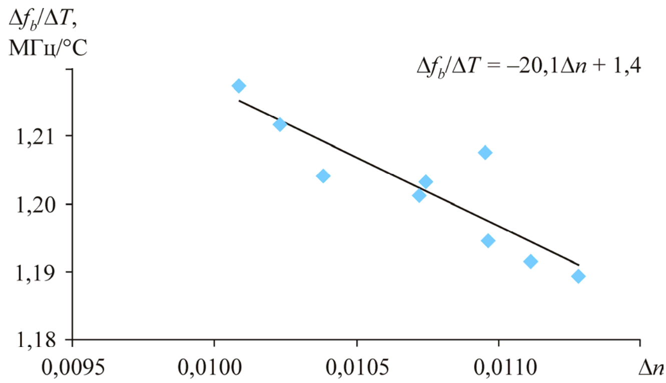

Рис. 3. Зависимость величин температурной чувствительности оптических волокон от Δn, измеренного в заготовке

Приведенный график свидетельствует о том, что при увеличении концентрации оксида германия в сердцевине коэффициент чувствительности C_T уменьшается. Точно так же с изменением концентрации ведет себя и бриллюэновский сдвиг частоты (см. рис. 2), поэтому для исследуемых оптических волокон можно говорить о корреляции бриллюэновского сдвига и его чувствительности к температуре.

Рассмотрим подробнее вопрос о чувствительности бриллюэновского сдвига по отношению к внешнему температурному воздействию. Исходя из формулы (1) можно записать:

$$C_T = \frac{df_b}{dT} = \frac{2}{\lambda}\left(v\frac{dn}{dT} + n\frac{dv}{dT}\right). \tag{3}$$

Показатель преломления кварцевого стекла растет с увеличением температуры. По данным работы [9], для чистого кварцевого стекла $\frac{dn}{dT} = 1,5 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$. Учитывая, что скорость звука в кварцевом стекле $v \approx 5800$ м/с, получаем $v\frac{dn}{dT} = 8,6 \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{м}}{\text{с} \cdot \text{К}}$.

Скорость звука $v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, где E – модуль Юнга, ρ – плотность. Тогда производную скорости звука по температуре можно записать в виде

$$\frac{dv}{dT}=\frac{v}{2}\left(\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}\right).$$

Величина $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}=\alpha$ – коэффициент теплового расширения, который для кварцевого стекла составляет $\alpha = 0{,}54\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$.

Величина модуля Юнга для кварцевого стекла зависит от марки стекла и примерно (при комнатной температуре) составляет $E = 7{,}3\cdot10^{10}$ Па. В работе [10] была получена эмпирическая зависимость модуля Юнга от температуры в диапазоне от –100 до 400 °С:

$$E = E_0 + At - Bt^2. \tag{4}$$

Величины A и B также немного отличаются для различных марок стекла и примерно равны: $A = 1{,}5\cdot10^7$ Па/К, $B = 10^4$ Па/К^2. Исходя из зависимости (4) получаем: $\frac{dE}{dT}=A-2BT\approx A.$

Следовательно,

$$\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}\approx\frac{A}{E}=\frac{1{,}5\cdot10^7}{7{,}3\cdot10^{10}}\approx2\cdot10^{-4}\ \text{К}^{-1}.$$

Таким образом, $\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}>>\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}$ и

$$\frac{dv}{dT}=\frac{v}{2E}\frac{dE}{dT}. \tag{5}$$

Исходя из формулы (3) для чувствительности получаем:

$$C_T=\frac{2}{\lambda}\left(v\frac{dn}{dT}+n\frac{v}{2E}\frac{dE}{dT}\right)=\frac{2v}{\lambda}\left(\frac{dn}{dT}+\frac{n}{2E}\frac{dE}{dT}\right). \tag{6}$$

Величина $\frac{n}{2}\cdot\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}=\frac{1{,}46}{2}\cdot2\cdot10^{-4}=1{,}46\cdot10^{-4}\ \text{К}^{-1}$. Следовательно, $\frac{n}{2E}\frac{dE}{dT}>>\frac{dn}{dT}$ (для кварцевого стекла величины отличаются на два порядка, и естественно предположить, что они будут существенно отличаться и для кварцевого стекла с легирующими компонентами). В итоге для чувствительности кварцевого стекла к температурному воздействию из формулы (6), пренебрегая величиной $\frac{dn}{dT}$, получаем:

$$\frac{df_b}{dT} = \frac{nv}{\lambda}\frac{1}{E}\frac{dE}{dT} = \frac{f_b}{2}\cdot\frac{1}{E}\frac{dE}{dT} = \frac{f_b}{2}\frac{d\left(\ln E\right)}{dT}. \qquad (7)$$

Формула (7) показывает, что коэффициент чувствительности бриллюэновского сдвига к температурному воздействию определяется самим бриллюэновским сдвигом (поэтому можно говорить о корреляции величин df_b/dT и f_b) и величиной $\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}$, которая представляет собой относительное изменение модуля Юнга при изменении температуры на 1 К.

Для чистого кварцевого стекла формула (7) дает:

$$\frac{df_b}{dT} = \frac{11\cdot 10^9}{2}\cdot 2\cdot 10^{-4} = 1{,}1\cdot 10^6 \text{ Гц/К} = 1{,}1 \text{ МГц/К},$$

что очень хорошо согласуется с литературными данными и нашими измерениями.

Поскольку для чистого кварцевого стекла величина $\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}$ с запасом в два порядка превосходит величины $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT}$ и $\frac{1}{n}\frac{dn}{dT}$, логично предположить, что изменения этих величин при изменении концентрации легирующих компонентов соотносятся примерно так же, поэтому формула (7) в качестве оценочной справедлива и для кварцевого стекла с легирующими компонентами.

Если в литературе имеется достаточно данных о бриллюэновских сдвигах для различных волокон, то данные для величины $\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}$ практически отсутствуют. У чувствительных к температурному воздействию волокон данная величина должна быть как можно больше. Важно понять, от каких характеристик стекла она может зависеть и каким образом легирующий компонент с большой величиной $\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}$ встраивается в матрицу кварцевого стекла.

При нагревании или охлаждении вещества изменение модуля Юнга связано с изменением плотности вещества. Таким образом, величина относительного изменения модуля Юнга при изменении температуры на 1 К может существенно зависеть от коэффициента теплового расширения. Кроме того, в кварцевом стеклах при нагревании могут размораживаться различные степени свободы движения молекул. Так, вращение атома кислорода вокруг прямой, проходящей через соседние атомы кремния, имеет энергию активации всего 1,2 кДж/моль, что в два раза меньше величины RT при комнатных температурах [11]. Вращение атома кислорода вызывает сближение соседних атомов кремния. Это приводит к уменьшению объема стекла при увеличении температуры до 300 К. Увеличение модуля Юнга с температурой может быть также связано с активацией молекулярных движений при нагревании. В работе Б.С. Лунина и его коллег [10] на основе микроскопической модели случайной сетки температурная зависимость модуля Юнга была объяснена наличием двух минимумов потенциальной энергии при взаимодействии атома кислорода с соседними атомами. С этой точки зрения температурный коэффициент модуля Юнга должен зависеть от структурных особенностей кварцевого стекла. Вопрос о том, каким образом легирующие компоненты влияют на структурные особенности и активацию степеней свободы молекулярных движений кварцевого стекла, остается открытым.

Таким образом, в данной работе проведен теоретический анализ и представлены результаты экспериментального исследования величины бриллюэновского сдвига в зависимости от концентрации германия для исследумого одномодового волокна. Определен линейный коэффициент зависимости бриллюэновского сдвига от концентрации оксида германия в сердцевине (48 МГц/мол. %). Показано, что производная бриллюэновского сдвига по концентрации основных легирующих компонентов кварцевого оптического волокна определяется главным образом производной скорости звука по концентрации. Получено соотношение, определяющее чувствительность бриллюэновского сдвига кварцевого стекла к температурным изменениям. Выявлено, что температурная чувствительность бриллюэновского сдвига в кварцевых волокнах определяется изменением модуля Юнга, вклад других факторов на два порядка меньше. Поставлен вопрос о корреляции бриллюэновского сдвига и чувствительности волокон.

Список литературы

1. Acoustic coefficients of P_2O_5-doped silica fiber: acoustic velocity, acoustic attenuation, and thermo-acoustic coefficient / P.-C. Law, Y.-Sh. Liu,

A. Croteau, P.D. Dragic // Optical Materials Express. – 2011. – Vol. 1, № 4. – P. 686–699.

2. Nikles M., Thevenaz L., Robert Ph.A. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers // Journal of Lightwave Technology. – 1997. – Vol. 15, № 10. – P. 1842–1851.

3. Оценка величины двулучепреломления в анизотропных волоконных световодах методом поляризационной бриллюэновской рефлектометрии / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Р.Д. Елисеенко, Ю.А. Константинов // Прикладная фотоника. – 2016. – Т. 3, № 2. – С. 102–112.

4. Horiguchi T., Kurashima T., Koyamada Y. Measurement of temperature and strain distribution by Brillouin frequency shift in silica optical fibers // Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II. – 1992. – Vol. 1797. – P. 2–13.

5. Law P.-Ch., Dragic P.D. Wavelength dependence of the Brillouin spectral width of boron doped germanosilicate optical fibers // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, № 18. – P. 18852–18865.

6. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: пер. с англ. – М.: Мир, 1996. – 323 с.

7. Бурков В.Д., Иванов Г.А. Физико-технологические основы волоконно-оптической техники: учеб. пособие. – М., 2007. – 222 с.

8. Dragic P.D. Tailoring of the Brillouin gain profile for fiber-based sensor systems and networks // Fiber Optic Sensors and Applications VI. – 2009. – Vol. 7316. – P. 731607.

9. Bruckner R. Properties and structure of vitreous silica I // Journal of Non-Crystalline Solids. – 1970. – № 5 – P. 123–175.

10. Лунин Б.С., Торбин С.Н. О температурной зависимости модуля Юнга чистых кварцевых стекол // Вестник Моск. ун-та. Химия. – 2000. – Т. 41, № 3. – Р. 172–173.

11. Немилов С.В. Оптическое материаловедение: оптические стекла, кварцевое стекло. – СПб., 2011. – 175 с.

References

1. Law P.-Ch., Liu Y.-Sh., Croteau A., Dragic P.D. Acoustic coefficients of P_2O_5-doped silica fiber: acoustic velocity, acoustic attenuation, and thermo-acoustic coefficient. *Optical Materials Express*, 2011, vol. 1, no. 4, pp. 686-699.

2. Nikles M., Thevenaz L., Robert Ph.A. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 1997, vol. 15, no. 10, pp. 1842-1851.

3. Smirnov A.S., Burdin V.V., Eliseenko R.D., Konstantinov Iu.A. Otsenka velichiny dvulucheprelomleniia v anizotropnykh volokonnykh svetovodakh metodom poliarizatsionnoi brilliuenovskoi reflektometrii [An estimate of the magnitude of the birefringence in anisotropic optical fibers by the method of polarization Brillouin reflectometry]. *Prikladnaia fotonika*, 2016, vol. 3, no. 2, pp. 102-112.

4. Horiguchi T., Kurashima T., Koyamada Ya. Measurement of temperature and strain distribution by Brillouin frequency shift in silica optical fibers. *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, 1992, vol. 1797, pp. 2-13.

5. Law P.-Ch., Dragic P.D. Wavelength dependence of the Brillouin spectral width of boron doped germanosilicate optical fibers. *Optics Express*, 2010, vol. 18, no. 18, pp. 18852-18865.

6. Agraval G. Nelineinaia volokonnaia optika [Nonlinear fiber optics]. Moscow: Mir, 1996. 323 p.

7. Burkov V.D., Ivanov G.A. Fiziko-tekhnologicheskie osnovy volokonno-opticheskoi tekhniki [Physical and technological bases of fiber-optic technology]. Moscow, 2007. 222 p.

8. Dragic P.D. Tailoring of the Brillouin gain profile for fiber-based sensor systems and networks. *Fiber Optic Sensors and Applications VI*, 2009, vol. 7316, p. 731607.

9. Bruckner R. Properties and structure of vitreous silica. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1970, no. 5, pp. 123-175.

10. Lunin B.S., Torbin S.N. O temperaturnoi zavisimosti modulia Iunga chistykh kvartsevykh stekol [About temperature dependence of the Young's modulus of pure quartz glas]. *Vestnik Moskovskogo universiteta. Khimiia*, 2000, vol. 41, no. 3, pp. 172-173.

11. Nemilov S.V. Opticheskoe materialovedenie: opticheskie stekla. Kvartsevoe steklo [Optical materials: optical glass. Quartz glass]. Saint Petersburg, 2011. 175 p.

Получено 15.12.2016