

## ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В КОМПАКТНОМ ВЫСОКОДОБРОТНОМ РЕЗОНАТОРЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1550 НМ

Г. А. Вишнякова<sup>1</sup>, Д. С. Крючков<sup>1</sup>, Т. А. Воронова<sup>2</sup>, К. С. Кудеяров<sup>1</sup>,  
Э. О. Чиглинцев<sup>1,3</sup>, Н. О. Жаднов<sup>1</sup>, К. Ю. Хабарова<sup>1,3</sup>,  
Н. Н. Колачевский<sup>1,3</sup>

*Исследован эффект бистабильности, вызванный поглощением излучения в зеркалах компактного высокодобротного резонатора на длине волны 1550 нм. Эффект приводит к гистерезисному виду линии пропускания резонатора при сканировании частоты излучения в различных направлениях. Изучена зависимость эффекта от мощности заводимого в резонатор излучения, проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования. Исследованный эффект может найти применение при создании оптических логических устройств.*

**Ключевые слова:** оптические резонаторы, высокоотражающие зеркала, оптическая бистабильность.

*Введение.* Оптическую систему называют бистабильной, если для неё при заданной интенсивности входного сигнала (в некотором диапазоне его изменения) интенсивность выходного сигнала имеет два возможных значения [1]. Бистабильность также проявляется в зависимости формы резонанса пропускания от направления сканирования частоты. Явление бистабильности наблюдается в самых разных оптических системах: в макроскопических резонаторах Фабри–Перо [2] и кольцевых резонаторах [3], в микрорезонаторах [4, 5], в гибридных оптомеханических системах [6] и др. Данный эффект открывает возможность управлять одним оптическим пучком при помощи другого, что

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: to.gulnara@yandex.ru.

<sup>2</sup> МФТИ, 141701 Россия, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

<sup>3</sup> Российский квантовый центр, Территория инновационного центра “Сколково”, 121205 Россия, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1.

представляет интерес для создания оптических логических элементов [7, 8], а также замедления света [9] и создания оптической памяти [10].

Для возникновения бистабильности необходимо существование механизма обратной связи, который при изменении входной интенсивности влияет на коэффициент поглощения системы или на её показатель преломления. Примером системы, в которой бистабильность вызывается изменением поглощения (такие системы называют “абсорбционными”), является резонатор Фабри–Перо, заполненный средой с насыщающимся поглощением. При варьировании входной интенсивности в окрестности интенсивности насыщения среды пропускание этой системы может принимать одно из двух возможных значений в зависимости от “предыстории” взаимодействия света и резонатора [1].

В вакуумных оптических резонаторах без нелинейного поглотителя может наблюдаться “дисперсионная” бистабильность (то есть вызванная изменением показателя преломления). При достаточном значении интенсивности света в моде бистабильность может возникнуть за счёт изменения оптической длины резонатора в результате тепловой деформации зеркал, вызванной поглощением света [2]. Этот эффект может приводить к возникновению обратной связи между частотой моды резонатора и частотой излучения и способствует “самопривязке” резонатора к частоте лазерного излучения [11].

Оптические логические элементы могут найти применение в широко распространенных системах передачи информации на основе оптоволоконных каналов. В связи с этим представляется особенно интересным изучение бистабильности на длинах волн телекоммуникационного диапазона. В лаборатории оптики сложных квантовых систем ФИАН ведутся исследования различных высокодобротных резонаторов Фабри–Перо, в том числе работающих на длине волны 1550 нм [12–14]. Помимо возможных применений исследуемого явления как такового, его характеристика необходима для создания высокостабильной лазерной системы на основе таких резонаторов. В настоящей работе приведены результаты исследования явления бистабильности, вызванной поглощением излучения на длине волны 1550 нм в диэлектрических  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  зеркалах компактного вакуумного ULE-резонатора (Ultra Low Expansion) с резкостью 82 000.

*Модель формы линии пропускания резонатора при наличии бистабильности.* Нагрев зеркал, вызванный поглощением излучения, циркулирующего в резонаторе, приводит к уменьшению его длины и смещению положения резонанса пропускания. Тогда форма линии пропускания описывается соотношением [2]

$$y(x) = \frac{1}{1 + (x - \beta y)^2}, \quad (1)$$

где  $y$  – относительное пропускание резонатора,  $x$  – отстройка частоты лазерного излучения от резонансной частоты невозмущённого резонатора в единицах  $\gamma/2$ ,  $\gamma$  – полная ширина резонанса на полувысоте,  $\beta/P_0$  – чувствительность сдвига резонанса к прошедшей мощности  $P_0$  в единицах  $\gamma/2$ . При  $\beta = 0$  соотношение (1) переходит в невозмущённый лоренцевский контур. Формула (1) справедлива в стационарном случае, то есть если сканирование осуществляется медленно. Обобщение на случай произвольной скорости сканирования приводит к соотношению [2]

$$\frac{1}{y(x)} = 1 + \left\{ x - \frac{\beta}{x_0} \int_{-x}^x y(x') f[(x - x')/x_0] dx' \right\}^2, \quad (2)$$

где  $x_0 = \dot{\nu}\tau/(\gamma/2)$ ,  $\dot{\nu}$  – скорость сканирования,  $\tau$  – постоянная времени теплового отклика,  $f(t/\tau) = \exp(-t/\tau)$  – функция теплового отклика зеркал. В пределе  $x_0 \ll 1$  (медленное сканирование) это уравнение сводится к (1), а в пределе  $x_0 \gg 1$  (быстрое сканирование) – к невозмущённому лоренцевскому контуру.

Уравнение (2) решалось численно методом последовательных приближений. Код программы, реализующей моделирование, написан на языке C++ и выложен в открытый доступ [15]. Данный метод позволил количественно описать не только форму пика, получаемого при сканировании в сторону увеличения частоты, но и получаемого при уменьшении частоты, что, насколько нам известно, сделано впервые.

*Экспериментальная установка.* Тело, представляющее собой цилиндр с внутренним и внешним диаметрами 8 мм и 12.7 мм, и подложки резонатора изготовлены из стекла Corning ULE 7972 Premium Grade. Выбор материала ULE обусловлен сверхнизким коэффициентом теплового расширения и является типичным при создании высокостабильных лазерных систем, однако не является необходимым для наблюдения явления бистабильности. Длина резонатора составляет 20 мм, толщина подложек – 5 мм. На подложки, одна из которых – плоскоплоская, другая – плосковогнутая с радиусом кривизны 230 мм, напылены высокоотражающие диэлектрические покрытия, состоящие из 34 чередующихся слоев  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  физической толщиной 264 и 184 нм, соответственно. Коэффициент отражения зеркал по мощности на длине волны 1550 нм был измерен методом затухающей световой волны в резонаторе (ringdown) [16] и составляет 99.996%, что соответствует резкости зеркал 82 000, времени жизни фотона в резонаторе 1.74 мкс и ширине пика пропускания 91 кГц. Резонатор закреплён горизонтально в термостабилизированной вакуумной камере из нержавеющей стали, в которой поддерживается давление не более  $5 \cdot 10^{-9}$  мбар с помощью магниторазрядного насоса.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. С помощью пары зеркал в резонатор заводится излучение волоконного лазера Koheras AdjustIK E15 с длиной волны 1550 нм, стабилизированного по частоте методом Паунда–Дривера–Холла [17] по ультрастабильному криогенному резонатору Фабри–Перо из монокристаллического кремния [14]. Частота излучения сканируется треугольной функцией с помощью волоконного акустооптического модулятора (АОМ 2), поляризация излучения – линейная. Прошедшее излучение регистрируется фотодетектором Thorlabs DET08C/M и камерой “Орион” коротковолнового ИК диапазона. Измерения проводились на пространственной моде резонатора  $TEM_{00}$ . Записывались контуры пропускания для обоих направлений сканирования.

Было проведено две серии измерений: (1) при различных мощностях заводимого излучения от 17 мкВт до 13.7 мВт при скорости сканирования 1.6 МГц/с (амплитуда сканирования 1 МГц, частота сканирования 0.4 Гц) и (2) при различных скоростях сканирования от 160 кГц/с до 160 МГц/с (амплитуда сканирования 2 МГц, частота сканирования от 0.02 Гц до 20 Гц) при заводимой мощности 3 мВт.

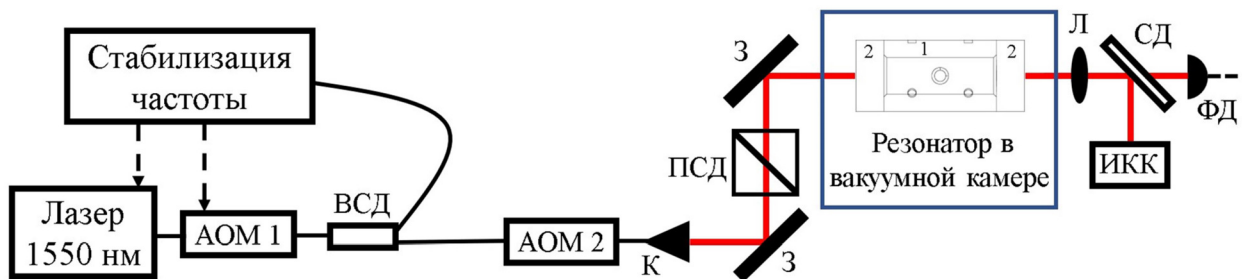


Рис. 1: Схема экспериментальной установки. Сплошными тёмными линиями обозначены оптические волокна, пунктирными – электрические сигналы, сплошными светлыми (красными) – ход пучка в открытом пространстве. 1 – тело резонатора, 2 – подложки зеркал, АОМ 1 – акустооптический модулятор в схеме стабилизации частоты излучения лазера методом Паунда–Дривера–Холла, АОМ 2 – акустооптический модулятор сканирования частоты излучения, ВСД – волоконный светоделитель, К – коллиматор, З – зеркала, ПСД – поляризационный светоделитель, Л – линза, СД – светоделитель, ФД – фотодетектор, ИКК – инфракрасная камера.

*Результаты и обсуждение.* На рис. 2(а), (б), (в) приведены примеры контуров пропускания для прошедших (заводимых) мощностей 0.072 мВт (0.18 мВт), 0.64 мВт (1.6 мВт) и 2.52 мВт (6.3 мВт), соответственно, при скорости сканирования  $\dot{\nu} = 1.6$  МГц/с (серия 1). Хорошо видно искажение формы контуров при увеличении мощно-

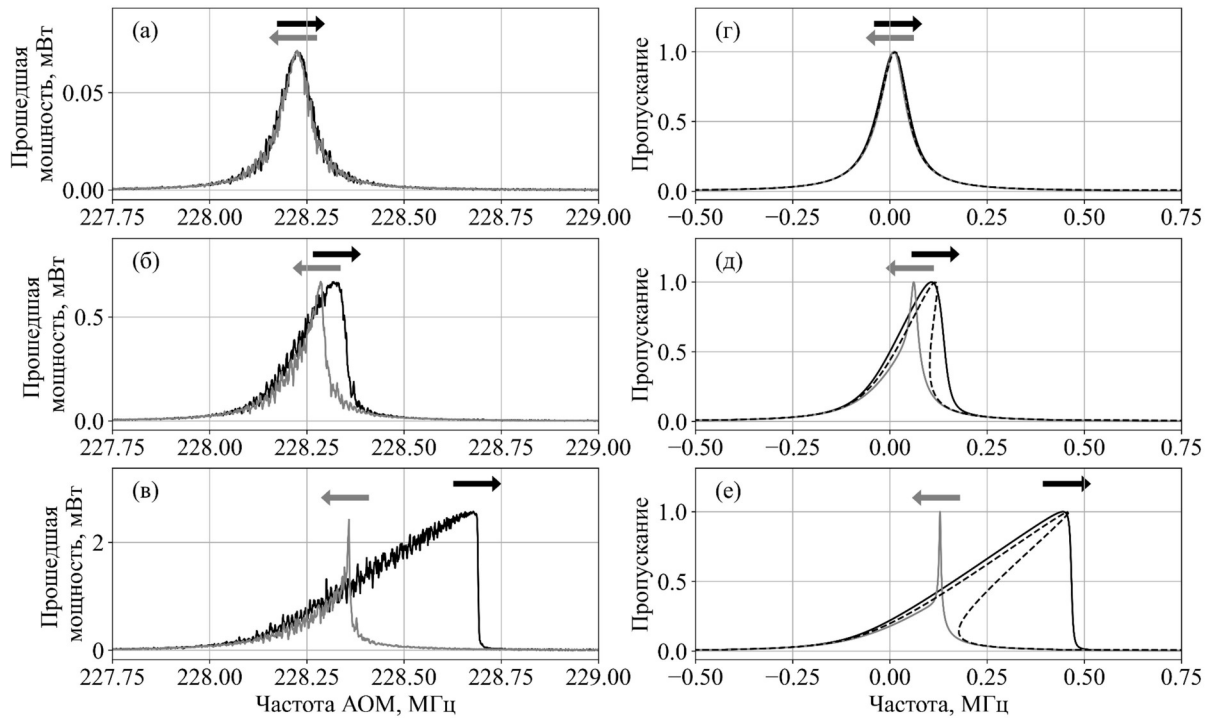


Рис. 2: Вид контуров при сканировании частоты лазерного излучения вблизи резонансной частоты резонатора. Чёрные контуры соответствуют сканированию в направлении увеличения частоты (обозначено чёрной стрелкой), серые контуры – в направлении уменьшения частоты (обозначено серой стрелкой). ((а), (б), (в)) Экспериментальные кривые при скорости сканирования 1.6 МГц/с и различных прошедших (заводимых) мощностях излучения: (а) 0.072 мВт (0.18 мВт), (б) 0.64 мВт (1.6 мВт) и (в) 2.52 мВт (6.3 мВт). ((г), (д), (е)) Результаты численного моделирования с параметрами  $x_0 = 0.55$  и (г)  $\beta = 0.29$ , (д)  $\beta = 2.6$  и (е)  $\beta = 10.1$ . Пунктир – аналитическая кривая для стационарного случая.

сти излучения, уширение контура, полученного при сканировании в сторону увеличения частоты (далее – “широкий” контур), и сужение контура, полученного при сканировании в сторону уменьшения частоты (далее – “узкий” контур). Зависимости величины эффекта от поляризации входного излучения замечено не было. Стоит также отметить, что эффект имеет место и при атмосферном давлении.

На том же рис. 2(г), (д), (е) приведены контуры, полученные с помощью численного моделирования с параметрами  $\beta/P_0 = 41/\text{мВт}$  и  $x_0 = 0.55$ , выбор которых обсуждается ниже. Также для сравнения показаны аналитические кривые для стационарного случая (см. формулу (1)). Результаты численного моделирования с учётом скорости ска-

нирования хорошо согласуются с экспериментальными. Аналитическая форма линии, полученная в стационарном случае, также хорошо описывает низкочастотный склон “широкого” контура, что говорит о том, что этот случай близок к стационарному. Численное моделирование позволило воспроизвести также “узкий” контур.

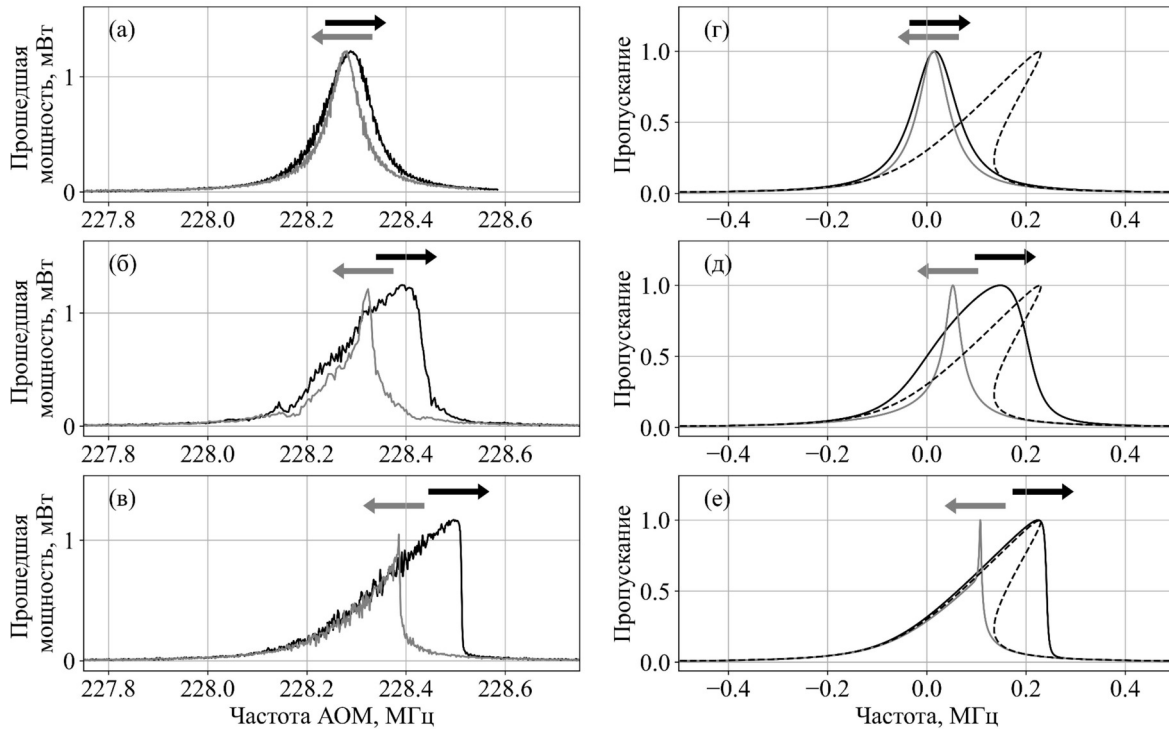


Рис. 3: Вид контуров при сканировании частоты лазерного излучения вблизи резонансной частоты резонатора. Чёрные контуры соответствуют сканированию в направлении увеличения частоты (обозначено чёрной стрелкой), серые контуры – в направлении уменьшения частоты (обозначено серой стрелкой). ((а), (б), (в)) Экспериментальные кривые при мощности прошедшего излучения 1.25 мВт и скорости сканирования: (а) 160 МГц/с, (б) 8 МГц/с и (в) 0.6 МГц/с. ((г), (д), (е)) Результаты численного моделирования с параметрами  $\beta = 5$  и (г)  $x_0 = 55$ , (д)  $x_0 = 2.8$  и (е)  $x_0 = 0.21$ . Пунктир – аналитическая кривая для стационарного случая.

На рис. 3 (а), (б), (в) приведены формы контуров, полученные для скоростей сканирования 160 МГц/с, 8 МГц/с и 0.6 МГц/с, соответственно, и прошедшей (заводимой) мощности  $P_0 = 1.25$  мВт (3 мВт) (серия 2). На том же рис. 3 (г), (д), (е) изображены профили, полученные в результате численного моделирования теми же параметрами, как на рис. 2:  $\beta = 5$  и  $x_0/\dot{\nu} = 0.35$  с/МГц, и для сравнения аналитические стационарные

кривые. Как и на рис. 2, ярко выражен эффект искажения контура и отличия формы при сканировании в различных направлениях. При малой скорости сканирования (рис. 3(в), (е)) численное и аналитическое решения для низкочастотного склона “широкого” контура близки друг к другу, однако при увеличении скорости сканирования аналитическое решение становится неприменимым.

Стоит отметить, что относительное пропускание не зависит от заводимой мощности и скорости сканирования.

На рис. 4(а) показана экспериментальная зависимость положений максимумов контуров от прошедшей мощности при скорости сканирования 1.6 МГц/с (серия 1), на рис. 4(б) – от обратной скорости сканирования при прошедшей мощности 1.25 мВт (серия 2). Наилучшим образом эти зависимости для “широкого” контура описываются результатами численного моделирования с параметрами  $\beta/P_0 = 4 \text{ мВт}^{-1}$ , что соответствует зависимости сдвига максимума резонанса от мощности 180 кГц/мВт, и  $x_0/\dot{\nu} = 0.35 \text{ с/МГц}$ , что соответствует времени теплового отклика  $\tau = 16 \text{ мс}$ .

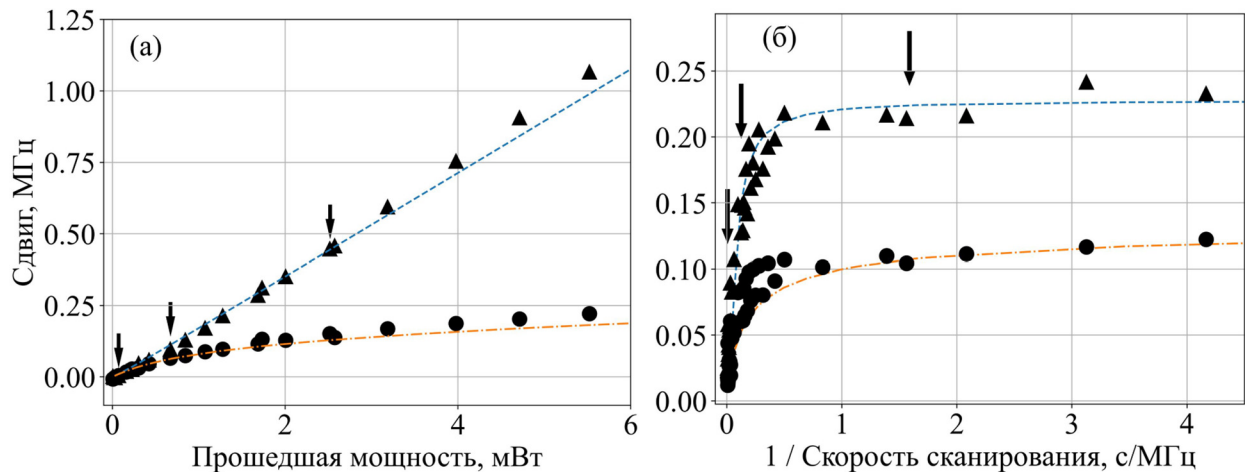


Рис. 4: Зависимость сдвига максимума контуров пропускания от (а) прошедшей мощности излучения при скорости сканирования 1.6 МГц/с и (б) обратной скорости сканирования при прошедшей мощности 1.25 мВт. Маркерами показаны экспериментальные данные, кривыми – результаты численного моделирования с параметрами  $\beta/P_0 = 4 \text{ мВт}^{-1}$  и  $x_0/\dot{\nu} = 0.35 \text{ с/МГц}$ . Треугольники и синий пунктир – сдвиг контура, полученного при сканировании в сторону увеличения частоты (“широкий” контур), кружки и оранжевый штрихпунктир – в сторону уменьшения (“узкий” контур). Стрелками обозначены измерения, представленные на (а) рис. 2 и (б) рис. 3.

*Заключение.* В работе проведено наблюдение эффекта оптической бистабильности в компактном резонаторе на длине волны телекоммуникационного диапазона. Исследование представляет интерес для создания управляющего элемента в телекоммуникационных сетях. Модель нестационарного взаимодействия излучения с зеркалами позволила провести симуляцию эксперимента и сравнить результаты моделирования с экспериментальными. Результат сравнения позволил определить значение чувствительности резонансной частоты к мощности прошедшего излучения, составившей около 180 Гц/мкВт, что близко к характеристикам ULE-резонаторов в работе [18], и постоянную времени теплового отклика системы, которая составила  $\tau = 16$  мс. Чувствительность частоты (длины) резонатора к интенсивности циркулирующего в нем излучения составила 150 Гц/(Вт/мм<sup>2</sup>) (16 фм/(Вт/мм<sup>2</sup>)).

Авторы выражают благодарность группе Прецизионной оптики и вакуумных технологий ТОП ФИАН в лице Филонова Евгения Вадимовича за напыление высокоотражающих покрытий зеркал.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-10166.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Х. Гиббс, *Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света* (М., Мир, 1988).
- [2] K. An, B. A. Sones, C. Fang-Yen, et al., *Opt. Lett.* **22**, 1433 (1997).  
<https://doi.org/10.1364/OL.22.001433>.
- [3] T. Hasegawa, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 1319 (2017).  
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.34.001319>.
- [4] T. Gu, M. Yu, D.-L. Kwong, C. W. Wong, *Opt. Express* **22**, 18412 (2014).  
<https://doi.org/10.1364/OE.22.018412>.
- [5] Y. F. Yu, J. B. Zhang, T. Bourouina, A. Q. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 093108 (2012).  
<https://doi.org/10.1063/1.3690955>.
- [6] F. Tian, G. Zhou, Y. Du, et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 061115 (2014).  
<https://doi.org/10.1063/1.4893379>.
- [7] M. F. Yanik, S. Fan, M. Soljačić, J. D. Joannopoulos, *Opt. Lett.* **28**, 2506 (2003).  
<https://doi.org/10.1364/OL.28.002506>.
- [8] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, et al., *Nat. Photonics* **6**, 248 (2012).  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.2>.



- [9] J. Ma, J. Qin, G. T. Campbell, et al., *Sci. Adv.* **6**, 8256 (2020).  
<https://doi.org/10.1126/sciadv.aax8256>.
- [10] L. Del Bino, N. Moroney, and P. Del’Haye, *Opt. Express* **29**, 2193 (2021).  
<https://doi.org/10.1364/OE.417951>.
- [11] R. Reinecke, E. Black, *Thermal Self-Locking in a Fabry-Perot Cavity*, LIGO Report, 2005 (<https://dcc.ligo.org/public/0027/T050272/000/T050272-00.pdf>).  
<https://doi.org/10.1063/5.0011496>.
- [12] G. A. Vishnyakova, D. S. Kryuchkov, N. O. Zhadnov, et al., *AIP Conf. Proc.* **2241**, 020037 (2020). <https://doi.org/10.1063/5.0011496>.
- [13] Д. С. Крючков, К. С. Кудеяров, Г. А. Вишнякова и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **48**(10), 3 (2021). <https://doi.org/10.3103/S1068335621100092>.
- [14] К. С. Кудеяров, А. А. Головизин, А. С. Борисенко и др., *Письма в ЖЭТФ* **114**(5), 291 (2021). <https://doi.org/10.1134/S0021364021170082>.
- [15] E. O. Tereshchenko, [https://github.com/eteresh/optical\\_cavity\\_thermal\\_bistability](https://github.com/eteresh/optical_cavity_thermal_bistability).
- [16] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble, R. Lalezari, *Opt. Lett.* **17**, 363 (1992).  
<https://doi.org/10.1364/OL.17.000363>.
- [17] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, et al., *Appl. Phys. B* **31**(2), 97 (1983).  
<https://doi.org/10.1007/BF00702605>.
- [18] D. Swierad, S. Hafner, S. Vogt, et al., *Sci. Rep.* **6**(1), 33973 (2016).  
<https://doi.org/10.1038/srep33973>.

Поступила в редакцию 12 мая 2022 г.

После доработки 7 августа 2023 г.

Принята к публикации 8 августа 2023 г.