

09.5

## Протяженный гибкий терагерцевый волновод с малым ослаблением

© З.Ч. Маргушев<sup>1</sup>, К.А. Бжеумихов<sup>1</sup>, М.М. Назаров<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт информатики и проблем регионального управления КБНЦ РАН, Нальчик, Россия<sup>2</sup> Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия

E-mail: zmargin@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 марта 2023 г.

В окончательной редакции 24 апреля 2023 г.

Принято к публикации 26 апреля 2023 г.

Продемонстрирована возможность изготовления гибкого протяженного терагерцевого волновода с малыми потерями, который имеет полую сердцевину и отражающую оболочку из восьми полипропиленовых капилляров, помещенных в общую оболочку с внешним диаметром 7.5 mm. Достигнутая прозрачность связана с оптимизацией метода „сборки и перетяжки“, которая позволила получить стабильность геометрических параметров поперечного сечения  $\sim 6\%$  вдоль длины образца при высоком отношении радиуса волноводящего канала к толщине стенки капилляра. Экспериментально подтверждено прохождение терагерцевых импульсов с частотами 2.3–2.8 THz через волновод (в том числе скрученный,  $R_{bent} \sim 60$  cm) длиной более 3 m с ослаблением 5 dB/m. Такая длина на порядок превышает длину известных аналогов.

**Ключевые слова:** терагерц, волновод, капилляр, метод „сборки и перетяжки“, полипропилен, отрицательная кривизна.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.12.55569.19558

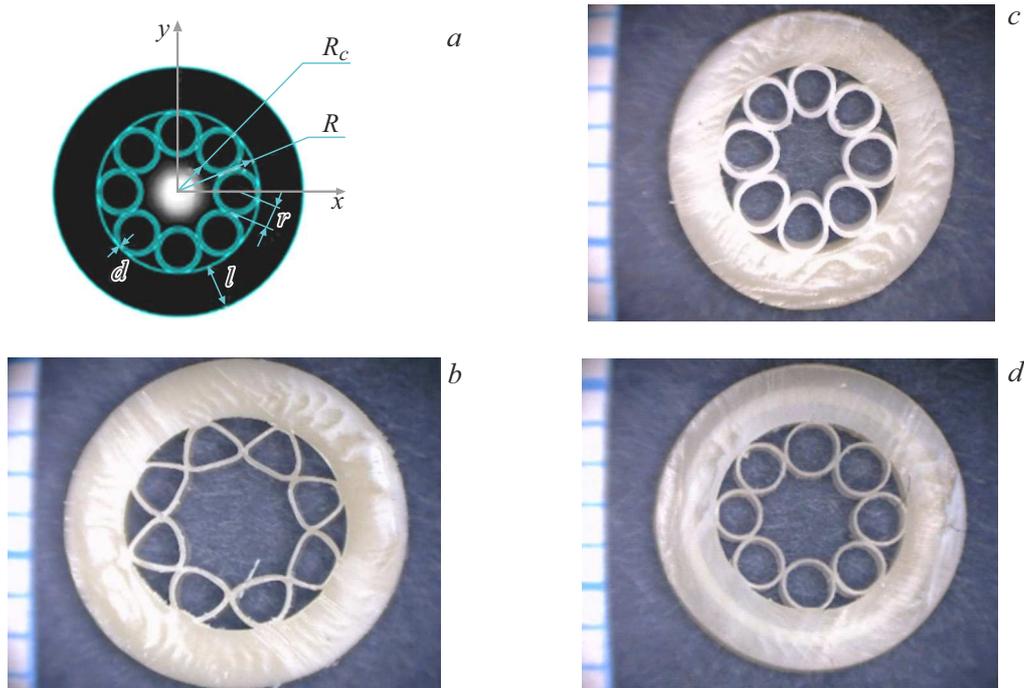
Субмиллиметровый диапазон длин волн электромагнитного спектра в последние десятилетия является объектом активных исследований [1]. Интерес состоит в том, что в этом диапазоне находятся частоты длинноволновых колебаний решеток кристаллов [2]; мощные терагерцевые (THz) импульсы обладают гигантским электрическим и магнитным полем пикосекундной длительности, что позволяет возбуждать внутриволновые переходы в полупроводниках и гетероструктурах [3]; ряд преградных материалов прозрачен для этого диапазона, что находит применение в разработке систем безопасности и дистанционного зондирования в THz-излучении [4,5]. Несмотря на многообещающие перспективы в плане приложений, THz-диапазон и сегодня значительно отстает от соседних СВЧ- и ИК-областей спектра. В частности, одной из серьезных проблем в этой области является разработка методов передачи THz-излучения от источника к детектору. Передача этих частот в свободном пространстве неэффективна ввиду сильного поглощения излучения водяными парами в атмосфере. Поэтому наиболее востребованы гибкие волноводы с низкими потерями. Фундаментальная проблема создания эффективных волноводов — существенное поглощение THz-излучения большинством доступных материалов. Волноводный канал необходимо размещать в газовой среде без паров воды (например, сухой воздух, азот). В перспективных конструкциях этот канал окружен оболочкой из металлов [6], диэлектриков [7], гибридов металлов и диэлектриков [8]. Роль оболочки состоит в удержании излучения в центральной полости так, чтобы максимальная доля электромагнитного поля волны приходилась на воздушную среду. В качестве материала для гибких волноводов перспективны про-

зрачные в THz-диапазоне полимеры, такие как полиэтилен, фторопласт, сополимер циклических олефинов (Zeonex, Topas), полипропилен (ПП) [9]; их коэффициент поглощения  $\alpha < 4$  cm<sup>-1</sup> при частотах  $f < 2$  THz. Наряду с поглощением не менее важны технологические аспекты изготовления, которые определяются физико-химическими и термофизическими свойствами материала. Таким образом, для создания эффективного THz-волновода необходимо учитывать три ключевых момента: материаловедческий, оптический (волноводный механизм) и технологический.

Волноводы с полимерной оболочкой можно реализовать с помощью следующих методов: сверления [10], экструзии [11], „сборки и перетяжки“ [12] и 3D-печати [13]. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки. На практике востребованы гибкие волноводы длиной от 0.5 m и выше, поэтому эффективность метода изготовления состоит в обеспечении стабильных размеров структуры поперечного сечения вдоль большой длины.

В литературе в основном приводятся результаты изготовления и измерения коротких (5–20 cm) волноводов. Исключение составляет работа [14], где сообщается о малой (0.34 dB/m) потере на распространение (в subTHz-диапазоне) для тефлоновой трубки длиной 3 m и диаметром 9 mm. Однако волновод такого относительно большого диаметра является многомодовым и без специальной структурной оболочки обладает сильными потерями на изгиб, поэтому он малоприменим для практического использования.

Среди волноводов с полую сердцевину эффективна конструкция, в которой отражающая оболочка сформирована одним слоем соприкасающихся цилиндрических капилляров, помещенных в защитную оболочку. На

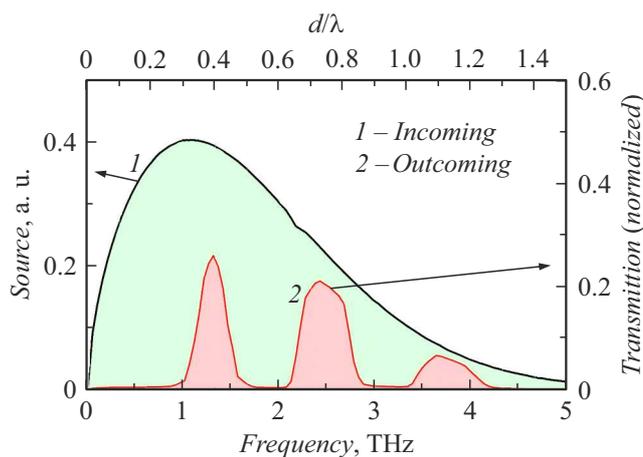


**Рис. 1.** *a* — схематическое изображение поперечного сечения ТНз-волновода.  $R$  — внешний радиус капиллярной оболочки,  $R_c$  — радиус волноводной сердцевины,  $r$  — внешний радиус капилляров,  $d$  — толщина стенок капилляров,  $l$  — толщина защитной оболочки. Серый фон в центре — распределение поля основной моды [5]. *b–d* — фотографии поперечного сечения экспериментальных волнопроводов на фоне мм-сетки.

примере световодов ИК-диапазона для подобной конфигурации впервые было введено понятие отрицательной кривизны границы сердцевина–оболочка [15] и было показано, что именно она приводит к значительному снижению оптических потерь. Для ТНз-диапазона это показано нами на волноводах из ПП с восьмикapиллярной оболочкой [12,16]. Измеренные значения ослаблений амплитуды поля составили 7–10 dB/m в диапазоне 2–3 ТНз для образцов длиной 20–30 см.

На рис. 1, *a* схематически изображено поперечное сечение восьмикapиллярного волновода с обозначением структурных параметров. Стратегия оптимизации поперечных размеров данной конфигурации нами исследована в работе [12], где показано, что для идеальной структуры предельная прозрачность определяется радиусом волноводной сердцевины  $R_c$ , а диапазоны прозрачности — толщиной капиллярных стенок  $d$ . Для круглых капилляров без искажений все радиусы  $R$ ,  $R_c$ ,  $r$  пропорциональны друг другу, вариация формы определяется, например, отношением  $R/d$ . При этом спектр пропускания состоит из ряда ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) окон прозрачности на определенных постоянных позициях ( $d/\lambda_i$ ) (рис. 2 настоящей работы, см. также рис. 2, *a* в [12]), а величина потерь в этих окнах зависит в первую очередь от  $R/\lambda$  (см. рис. 3 в [12]), где  $\lambda$  — длина волны. Для максимально достижимой прозрачности  $R/d$  должно быть как можно выше при условии стабильности формы и каждого размера вдоль длины волновода. На

практике последнее зависит от технологии изготовления с учетом того, что увеличение  $R$  ограничено нарушением гибкости и одномодового режима, а уменьшение  $d$  связано с проблемой однородности капиллярных стенок с точностью до нескольких микрометров [16]. В этой работе проводился поиск оптимального соотношения между прозрачностью, гибкостью и возможностями технологии „сборки и перетяжки“, чтобы обеспечить достаточную стабильность геометрических параметров вдоль метровых длин. Суть технологии состоит в возможности на начальном этапе в удобном масштабе собрать необходимую форму заготовки, а затем уменьшать ее до заданных размеров путем нагрева и механического вытягивания таким образом, чтобы исходные пропорции поперечного сечения не искажались. Задача не является тривиальной и требует подбора температуры нагрева, скорости ввода/вывода заготовки в печь, давления воздуха внутри заготовки, которые только в узком диапазоне значений обеспечивают точность и воспроизводимость структуры в поперечном сечении по длине образца [17]. В качестве материала использовались ПП-трубы промышленного производства (внешний диаметр 25 мм, толщина стенок 4.2 мм). Сначала из них было изготовлено восемь капилляров с внешним диаметром 4.5 мм и длиной 50 см. Диаметр рассчитывался так, чтобы все капилляры плотно уложились в исходную трубу в виде однорядного кольца вдоль внутренней стенки. На



**Рис. 2.** Входной спектр (нормировка на единичную площадь) (1) и расчетный спектр, прошедший через 10 см волновода  $D$  ( $R_c = 1010 \mu\text{m}$ ,  $d = 90 \mu\text{m}$ ) (2).

следующем этапе собранная заготовка перетягивалась в заданные поперечные размеры.

Ставилась задача изготовления гибкого волновода длиной в 10 раз больше (около 3 м), чем в [12], и с улучшенным пропусканием. Для достижения максимальной прозрачности для  $\lambda \approx 120 \mu\text{m}$  при сохранении приемлемой гибкости были заданы значения  $R_c = 1000 \mu\text{m}$  и  $d = 95 \mu\text{m}$ , соответствующий диаметр волновода с учетом внешней оболочки  $\sim 7.5 \text{ mm}$ . Для изготовления образца с неискаженной формой поперечного сечения были сделаны три итерации  $B$ ,  $C$  и  $D$ , соответствующие рис. 1,  $b-d$ . Во всех случаях технологические режимы перетяжки были одинаковыми, за исключением величины давления в центральной полости волновода, из которой воздух откачивался насосом в процессе вытяжки. В первом случае воздух из центральной полости не откачивался. Из рис. 1,  $b$  видно, что капилляры исказились так, что граница оболочки с полостью сердцевинной стала плоской, т. е. практически отрицательной кривизны нет. На втором этапе из центральной полости заготовки выкачивался воздух под определенным давлением. Из рис. 1,  $c$ , который соответствует этому случаю, видно, что давление оказалось слишком большим и стенки капилляров вытянулись в сторону центральной точки и приобрели овальную форму. На третьем этапе было подобрано оптимальное давление, о чем свидетельствует неискаженная форма поперечного сечения волновода на рис. 1,  $d$ . Во всех волноводах отклонение внешнего диаметра от значения  $7.5 \text{ mm}$  не превышает 4% на длине 3 м.

Для измерения пропускания экспериментальных волнопроводов использовался источник мощного THz-импульса [18] на основе нелинейного кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Данный кристалл обладает высокой лучевой прочностью и большим электрооптическим коэффициентом, он был специально изготовлен с малой ( $100 \mu\text{m}$ )

толщиной и широкой апертурой  $40 \times 40 \text{ mm}$ . После  $\text{LiNbO}_3$  излучение лазерной накачки (250 мДж, 30 фс, 10 ГГц, диаметр пучка 2 см) выводилось из THz-пучка с помощью специального спектроделителя, отражающего 98% лазерного излучения и пропускающего 80% THz-излучения. Остатки видимого света блокировались фильтром из черного полиэтилена, а THz-излучение выводилось из вакуумной камеры через кремниевое окно и фокусировалось параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 5 см на торец волновода. Сигнал с выходного торца регистрировался THz-детектором — ячейкой Голяя — по амплитуде отдельных 10 нс-импульсов на осциллографе без дополнительной модуляции. Измеряемый сигнал пропорционален энергии THz-импульса в широком его спектре. Каждый из волнопроводов на рис. 1,  $b-d$  был разрезан на два сегмента: короткий (105 см) и длинный (около 3 м). Пропускание коротких волнопроводов измерялось в виде прямых участков, длинные сегменты скручивались в кольцо с радиусом  $\sim 60 \text{ cm}$  из-за ограничений габаритов установки.

Спектральные характеристики приведены на рис. 2. Спектр на входе волокна (кривая 1) получен с помощью ряда цветных фильтров [18]. Кривая 2 соответствует расчетному спектру, прошедшему через 10 см волновода  $D$ . Кривая получена на основании расчетных универсальных спектров потерь от  $d/\lambda$  и  $R/\lambda$ , которые описаны в [12,16], с учетом разброса размеров волновода 10%. На спектре видны три окна прозрачности, при этом в реальных структурах второе окно прозрачности обладает наименьшим ослаблением и достаточной шириной. Центры окон прозрачности  $f_i = c/\lambda_i$  ( $d/\lambda_1 = 0.27$ ,  $d/\lambda_2 = 0.74$ ,  $d/\lambda_3 = 1.1, \dots$ ) для всех изготовленных структур в зависимости от величины  $d/\lambda$  будут совпадать (верхняя ось на рис. 2). Вторая полоса прозрачности (задается толщиной стенок  $d$ ) для образца  $D$  соответствует частотам  $f_2 = 2.3-2.8 \text{ THz}$  (нижняя ось на рис. 2), где сигнал оказалось возможным передавать на несколько метров. В эксперименте сигналом является перепад напряжений импульса с детектора  $S$  [mV]. Величина входного THz-сигнала, соответствующая энергии лазерного импульса 250 мДж, для всех волнопроводов составляла  $S_0 = 5 \text{ V}$ . В таблице представлены поперечные размеры образцов в соответствии с экспериментальными данными, оптимальная  $\lambda$ , пропорции между физически важными величинами и потери излучения. Теоретические потери оценивались из величины  $R_c/\lambda_2$  на основе расчетов [12]. Экспериментальные потери рассчитывались как  $\text{Loss} = -10 \lg(S/S_0)/L$  [dB/m]. Для волнопроводов, представленных на рис. 1,  $b, c$ , начиная с длин 2 м на выходе детектор практически не регистрировал сигнал. Для расчета „ослабления на распространение“ длинного скрученного волновода, показанного на рис. 1,  $d$  ( $L_1 = 314 \text{ cm}$ ,  $S_1$  — выходной сигнал), в качестве входного сигнала брали выходной сигнал прямого участка волновода ( $L_2 = 105 \text{ cm}$ ,  $S_2$  — сигнал на выходе), исключая потери на вход:  $\text{Loss} = -10 \lg(S_1/S_2)/(L_1 - L_2)$ . Таким образом, получили значение 5 dB/m, что соответствует коэффи-

Размеры образцов и величины потерь на пропускание для волноводов, представленных на рис. 1, *b–d*

Образец	$L, \text{ cm}/R_{\text{bent}}, \text{ cm}$	$d \pm \delta d, \mu\text{m}$	$\lambda_2, \mu\text{m}$	$R_c, \mu\text{m}$	$R_c/\lambda_2$	Теоретические потери, dB/m	$R_c/d$	$S, \text{ mV}$	Измеренные потери, dB/m
<i>B</i>	105/ $\infty$	122 $\pm$ 5	165	1330 $\pm$ 20	8.0	0.7	10.8	27	22
<i>C</i>	105/ $\infty$	100 $\pm$ 3	135	820 $\pm$ 20	6	1.8	8.1	40	20
<i>D</i>	105/ $\infty$	90 $\pm$ 5	122	1010 $\pm$ 10	8.3	0.6	11.2	145	15
<i>D</i>	314/60	90 $\pm$ 5	122	1010 $\pm$ 10	8.3	0.6	11.2	12	5

циенту ослабления  $\alpha = 0.01 \text{ cm}^{-1}$ . Отметим, что низкие потери при передаче возможны только в пределах полос прозрачности (рис. 2, красная заливка; цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи): в данном случае частоты 1.4, 2.5, 3.8 THz с ширинами полос  $\sim 0.2 \text{ THz}$ . Также отметим, что уменьшение радиуса изгиба  $R_{\text{bent}}$  до 30 см для образца *D* приводило к падению сигнала в 4 раза. Сравнение волноводов по величине разброса  $\delta d/d$  показало, что у оптимального образца *D* она почти в 2 раза больше, и потери при прочих равных условиях должны были возрасти на 2–10% [16]. Но оказалось, что на пропускание волновода в большей степени влияет форма полой сердцевинки — отрицательная кривизна:  $\text{Loss}_D < \text{Loss}_B$ . Также видно, что максимальная величина  $R_c$  не является достаточным условием для наилучшей прозрачности. Хотя при идеальной форме структуры прозрачность существенно улучшается при увеличении соотношения  $R_c/\lambda$  и  $R_c/d$  (см. столбец для теоретических потерь, расчет на основе [12]). Из таблицы также видно, что суммарное ослабление на единицу длины на коротком образце вдвое больше, чем для длинного, причем скрученного участка. Это объясняется большими „спектральными потерями на вход“, поскольку около 50% энергии широкополосного импульса, не попавшего в полосы прозрачности (рис. 2, зеленая заливка), полностью затухает даже на коротком участке.

Таким образом, продемонстрирована возможность изготовления гибкого THz-волновода длиной более 3 м, который в скрученном виде (радиус 60 см) пропускает сигнал с ослаблением около 5 dB/m в диапазоне 2.3–2.8 THz. Он существенно превосходит известные аналоги как по длине, так и по величине частоты. Научная новизна работы состоит в оценке влияния отклонения от идеальной формы в волноводах на их малое поглощение. Короткие структуры не чувствительны к таким деталям. Сравнение трех структур показало важную роль отрицательной кривизны вокруг волноводной сердцевинки и величины  $R_c/d$ . Уменьшение разброса размеров при изготовлении, а также удаление паров воды из волновода в дальнейшем могут еще существенно улучшить характеристики пропускания.

## Благодарности

Авторы благодарны Д.А. Сидорову-Бирюкову и В.В. Теплякову за помощь в измерениях, А.Б. Сотскому и А.В. Шилову за предшествующие расчеты.

## Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D.M. Middleman, J. Appl. Phys., **122** (23), 230901 (2017). DOI: 10.1063/1.5007683
- [2] S.L. Dexheimer, *Terahertz spectroscopy: principles and applications* (CRC Press, Boca Raton, 2017).
- [3] R. Ulbricht, E. Hendry, J. Shan, T.F. Heinz, M. Bonn, Rev. Mod. Phys., **83** (2), 543 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.543
- [4] A.G. Davies, A.D. Burnett, W. Fan, E.H. Linfield, J.E. Cunningham, Mater. Today, **11** (3), 18 (2008). DOI: 10.1016/S1369-7021(08)70016-6
- [5] P.M. Solyankin, I.A. Nikolaeva, A.A. Angeluts, D.E. Shipilo, N.V. Minaev, N.A. Panov, A.V. Balakin, Y. Zhu, O.G. Kosareva, A.P. Shkurinov, New J. Phys., **22** (1), 013039 (2020). DOI: 10.1088/1367-2630/ab60f3
- [6] K. Ito, T. Katagiri, Y. Matsuura, J. Opt. Soc. Am. B, **34** (1), 60 (2017). DOI: 10.1364/JOSAB.34.000060
- [7] A.S. Kucheryavenko, V.A. Zhelnov, D.G. Melikyants, N.V. Chernomyrdin, S.P. Lebedev, V.V. Bukin, S.V. Garnov, V.N. Kurlov, K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, Opt. Express, **31** (8), 13366 (2023). DOI: 10.1364/OE.484650
- [8] H. Li, S. Atakaramians, R. Lwin, X. Tang, Z. Yu, A. Argyros, B.T. Kuhlmeier, Optica, **3** (9), 941 (2016). DOI: 10.1364/OPTICA.3.00094
- [9] M.S. Islam, C.M.B. Cordeiro, M.A.R. Franco, J. Sultana, A.L.S. Cruz, D. Abbott, Opt. Express, **28** (11), 16089 (2020). DOI: 10.1364/OE.389999
- [10] E. Arrospide, G. Durana, M. Azkune, G. Aldabaldetretu, I. Bikandi, L. Ruiz-Rubioc, J. Zubiab, Polym. Int., **67** (9), 1155 (2018). DOI: 10.1002/pi.5602
- [11] S. Atakaramians, S.V. Afshar, H. Ebendorff-Heidepriem, M. Nagel, B.M. Fischer, D. Abbot, T.M. Monro, Opt. Express, **17** (16), 14053 (2009). DOI: 10.1364/OE.17.014053
- [12] M.M. Nazarov, A.V. Shilov, K.A. Bzheumikhov, Z.Ch. Margushev, V.I. Sokolov, A.B. Sotsky, A.P. Shkurinov, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **8** (2), 183 (2018). DOI: 10.1109/TTHZ.2017.2786030

- [13] L.D. Van Putten, J. Gorecki, E. Numkam Fokoua, V. Apostolopoulos, F. Poletti, *Appl. Opt.*, **57** (14), 3953 (2018). DOI: 10.1364/AO.57.003953
- [14] C.-H. Lai, Y.-C. Hsueh, H.-W. Chen, Y.-J. Huang, H.-C. Chang, C.-K. Sun, *Opt. Lett.*, **34** (21), 3457 (2009). DOI: 10.1364/OL.34.003457
- [15] A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, A.F. Kosolapov, V.G. Plotnichenko, S.L. Semjonov, E.M. Dianov, *Opt. Express*, **19** (2), 1441 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.001441
- [16] M. Nazarov, A. Shilov, Z. Margushev, K. Bzheumikhov, I. Ozheredov, A. Angeluts, A. Sotsky, A. Shkurinov, *Appl. Phys. Lett.*, **113** (13), 131107 (2018). DOI: 10.1063/1.5040306
- [17] K.A. Bzheumikhov, Z.Ch. Margushev, Yu.V. Savoiskii, *J. Opt. Technol.*, **84** (2), 122 (2017) DOI: 10.1364/JOT.84.000122
- [18] M.M. Nazarov, P.A. Shcheglov, V.V. Teplyakov, M.V. Chashchin, A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, V.Y. Panchenko, A.M. Zheltikov, *Opt. Lett.*, **46** (23), 5866 (2021). DOI: 10.1364/OL.434759