

Влияние эффектов фазовой кросс-модуляции на режим узкополосной генерации случайного волоконного лазера

О.А. Горбунов^{1,2*}, И.Д. Ватник¹, Д.В. Чуркин¹

¹ Новосибирский государственный университет

² Институт автоматики и электрометрии СО РАН

*E-mail: gorbunov_oa@nsu.ru

DOI:10.31868/RFL.2024.30-31

За последнее десятилетие было получено большое количество экспериментальных данных по наблюдению узких спектральных локализованных мод в волоконных лазерах со случайной распределенной обратной связью за счет рэлеевского рассеяния [1]. Характерные ширины мод лежат в килогерцовом диапазоне, наблюдаются они преимущественно вблизи над порогом генерации, где мощность излучения относительно мала и нелинейные эффекты, играющие большую роль при распространении света по волокну, проявляются слабо. Моды эволюционируют на характерных временных промежутках порядка миллисекунд, после чего затухают.

Вопрос о физических причинах, вызывающих затухание мод, важен как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. В первом аспекте изучение вопроса позволит построить более полную картину генерации и распространения лазерного излучения в волокне с учетом физических механизмов – усиления за счет ВКР, дисперсионных эффектов, нелинейных взаимодействий и рэлеевского рассеяния, обеспечивающего оптическую обратную связь. Во втором – это дает потенциальную возможность контроля времени жизни мод и других параметров, что существенно для возможных применений данного эффекта, прежде всего – в задачах спектроскопии сверхвысокого разрешения. В работе [2] конечное время жизни мод объясняется тепловыми флуктуациями и техническими шумами, которые изменяют длину волокна и, следовательно, свойства эффективных резонаторов. В то же время, численное моделирование, проведенное нами, продемонстрировало, что и в лазерах на случайной обратной связи за счет рэлеевского рассеяния даже в отсутствии шумов время жизни мод определяются нелинейными взаимодействиями между ними [3]. Также экспериментально было показано влияние на затухания мод нелинейного взаимодействия с накачкой [4]. Таким образом, в разных случаях на первый план могут выходить разные процессы, управляющие узкополосной генерацией, и вклад каждого из них требует изучения.

В данной работе обсуждается влияние взаимодействия узких мод с лазерной накачкой на время жизни первых. Помимо нелинейного процесса ВКР-усиления, волна накачки взаимодействует с генерируемыми модами за счет эффекта фазовой кросс-модуляции (ФКМ). Нелинейное уравнение Шрёдингера, в котором сохранены только члены, ответственные за нелинейные взаимодействия (за исключением ВКР), имеет вид

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\gamma \left(|A_s|^2 + 2 |A_p|^2 \right) A_s$$

Здесь A описывает огибающую волны, z – координата в системе отсчета бегущей волны генерации, $\gamma \sim 1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ – коэффициент нелинейности волокна на длине волны генерации (1,55 мкм), индексы p и s соответствуют накачке и

лазерному излучению. При узкополосной генерации $|A_s| = \text{const}$, и, пренебрегая изменением интенсивности волны накачки за счет ВКР, мы можем записать формальное решение как

$$A_s = A_0 e^{\int_0^{L_{\text{eff}}} \gamma_L (|A_s|^2 + 2|A_p|^2) dz} = A_0 e^{i\phi_{NL}}$$

где интегрирование идет по эффективной длине, A_0 – начальное значение огибающей. Вблизи порога генерации второе слагаемое в скобках на 2-3 порядка превышает первое, но значение амплитуды волны накачки должно браться в точке $(z - \Delta v_g t)$, где Δv_g – разница групповых скоростей волн, то есть должно быть учтено разбегание волн. Если длина разбегания L_W достаточно мала, в интеграл дают вклад большое число флуктуаций, что эффективно усредняет их значения, и, таким образом, в разных пространственных точках узкой моды набег нелинейной фазы будут примерно одинаковыми, и уширения спектра не произойдет. Тогда роль может играть первое слагаемое в интеграле, описывающее разрушение моды за счет эффекта самомодуляции [3]. Если же L_W велика и волны разбегаются медленно, то каждая точка моды испытывает набег нелинейной фазы только за счет одной флуктуации волны накачки, и набег будет различным для разных точек. В этом случае узкополосная лазерная генерация будет уширяться, и моды перестанут быть различимы в спектре.

Оценить критическое значение L_W можно из следующих соображений. Характерная ширина спектра лазера накачки $\Delta \approx 0,2$ нм, что соответствует 28 ГГц на длине волны 1,455 мкм. Генерация такого лазера в квази-непрерывном режиме характеризуется большими флуктуациями мощности на временах порядка обратной ширины спектра $\tau = 35$ пс, которые могут достигать десятков средних значений. Взяв для оценки разность между минимальной и максимальной мощностью в двойное среднее значение интенсивности $P \sim 1$ Вт, получим значение нелинейной длины, на которой набег фазы за счет ФКМ составит 1 радиан, равной $L_{NL} = (\gamma \cdot 2P)^{-1} = 500$ м. Если $L_W \ll L_{eff}$, то быстрое разбегание волн не дает накопить достаточных значений нелинейной фазы для искажения синусоиды и ФКМ не проявляется. В обратном случае ФКМ будет разрушать узкополосный режим генерации, так как $L_{eff} \gg L_{NL}$ [3, 4]. Численная оценка длины разбегания может быть сделана как расстояние, на котором волны разойдутся на ширину флуктуации накачки в пространстве Λ за счет дисперсии групповых скоростей ($n = 1,47$ – показатель преломления волокна, D – коэффициент дисперсии волокна):

$$\Lambda = v_g^p \tau \cong \frac{c}{n} \tau \sim 7 \text{ мм}, \quad L_W = v_g^p \frac{\Lambda}{v_g^p - v_g^s} \cong \frac{n\Lambda}{cD\Delta\lambda}$$

Экспериментально установлено, что для волокон с $D \sim 1$ пс·нм⁻¹·км⁻¹ узкополосный режим не наблюдается, но при $D > 10$ пс·нм⁻¹·км⁻¹ он существует [4]. Этот результат находится в хорошем соответствии с формулой: в первом случае $L_W \sim 400$ м $\sim L_{NL}$, во втором же – $L_W < 40$ м $\ll L_{NL}$. Таким образом, подтверждается влияние ФКМ на время жизни узких мод в спектре случайного волоконного лазера, причем проявляться оно может только для волокон с достаточно большим коэффициентом дисперсии

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 24-12-00432.

Литература

- [1] A.A. Fotiadi, *Nat. Photonics* **4**, 204-205 (2010)
- [2] P. Tovar, G. Temporão, J.P. von der Weid, *Opt. Express*, **27**, 31001 (2019)
- [3] О.А. Горбунов, И.Д. Ватник, Е.В. Подивилов и др., *Прикладная фотоника*, **10**, 87-97 (2023)
- [4] I.D. Vatnik, O.A. Gorbunov, D.V. Churkin, *Photonics*, **10**, 1225 (2023)