

Механизм самопроизвольного переключения поляризации в иттербиевом волоконном лазере

В.Г.Воронин, Я.В.Ся, О.Е.Наний, В.И.Хлыстов

Экспериментально исследован и теоретически объяснен режим переключения поляризации в иттербиевом волоконном лазере с двойной оболочкой. Показано, что переключение поляризации возникает в лазерах с длиной (не менее 20 м) активной средой при не очень больших превышениях накачки над порогом. Экспериментально наблюдаемые особенности самопроизвольного переключения поляризации в иттербиевом волоконном лазере объяснены конкуренцией мод с ортогональными поляризациями с учетом поляризационно-зависимого насыщения усиления и потерь.

Ключевые слова: поляризация, переключение, волоконный лазер.

1. Введение

Исследование поляризационной динамики иттербиевых волоконных лазеров представляет большой практический и научный интерес в связи с широкими возможностями их практического применения. В большинстве волоконных лазеров наблюдается одновременная стационарная генерация двух ортогонально поляризованных мод [1, 2], но недавно был обнаружен режим самопроизвольного переключения двух ортогональных линейно поляризованных мод [3]. Однако механизм переключения в работе [3] установлен не был.

В настоящей работе проведено детальное экспериментальное исследование характера поляризационной динамики излучения иттербиевого волоконного лазера, выявление физического механизма переключения поляризации и построение модели, описывающей основные установленные экспериментально закономерности.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. В качестве активного элемента лазера использовался волоконный световод с двойной оболочкой, одномодовая сердцевина (диаметр $d = 5$ мкм) которого легирована примесью иттербия. Внутренняя (первая) оболочка имела квадратное сечение 120×120 мкм² и была окружена внешней (второй) круглой оболочкой диаметром 200 мкм. Концентрация ионов иттербия составляла 7.5×10^{19} см⁻³. Показатель преломления сердцевины $n = 1.5$, а разность показателя преломления сердцевины и внутренней оболочки $\Delta n \approx 0.01$. Эти условия обеспечивают одномодовый режим работы лазера. С учетом поглощения излучения накачки сердцевиной затухание в первой оболочке составляло 1.4 дБ/м.

В.Г.Воронин, Я.В.Ся, О.Е.Наний, В.И.Хлыстов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: editor@lightwave-russia.com

Поступила в редакцию 22 августа 2006 г., после доработки – 12 января 2007 г.

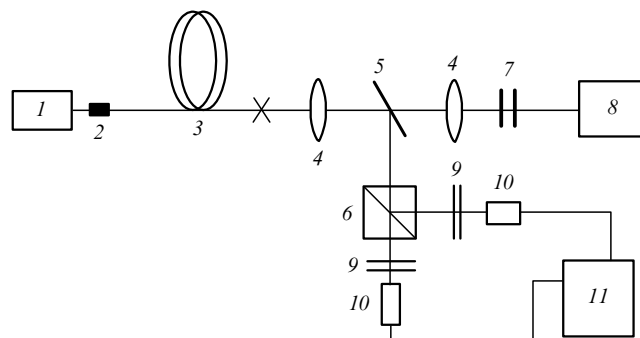


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый лазер накачки; 2 – волоконная брэгговская решетка; 3 – активное волокно; 4 – линзы; 5 – делитель пучка; 6 – поляризатор; 7 – интерферометр Фабри–Перо; 8 – ЭОП; 9 – фильтры; 10 – фотоприемник; 11 – осциллограф.

В экспериментах использовались лазеры двух типов. Длина активного волокна в первом лазере была равна 30 м, а во втором – 20 м. Длина волны генерации иттербиевого волоконного лазера составляла 1081 нм. Для накачки иттербиевого волоконного лазера применялся полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda_p = 972$ нм, излучение которого вводилось в первую оболочку световода. В качестве глухого зеркала для излучения на $\lambda = 1081$ нм использовалась брэгговская решетка, сформированная в сердцевине волокна, коэффициент отражения ее на длине волны Yb-лазера составлял 99 %. Выходным зеркалом служил торец световода.

Выходное излучение волоконного лазера коллимировалось с помощью линзы. Коллимированный пучок света разделялся делителем на два: один пучок подавался на интерферометр Фабри–Перо для наблюдения спектра, другой попадал на поляризационную призму. После прохождения поляризационной призмы пучок разделялся вновь на два, поляризации этих пучков были взаимно ортогональны, далее пучки поступали каждый на свой фотоприемник. Поляризационная линза располагалась в устройстве, обеспечивающем плавное изменение ее ориентации с точностью до 1° . Сигналы с фотоприемников подавались на цифровой двухканальный запоминающий

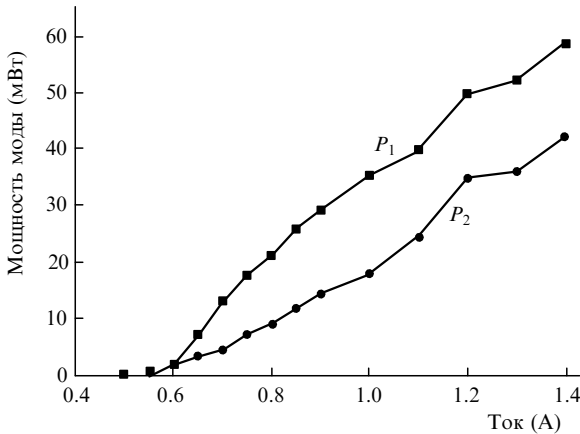


Рис.2. Зависимости средней выходной мощности излучения поляризованных мод P_1 и P_2 от тока накачки.

осциллограф АСК-3151 и вводились в память компьютера.

3. Экспериментальные результаты

Как показали проведенные исследования, оба лазера обладают сложной поляризационной динамикой излуче-

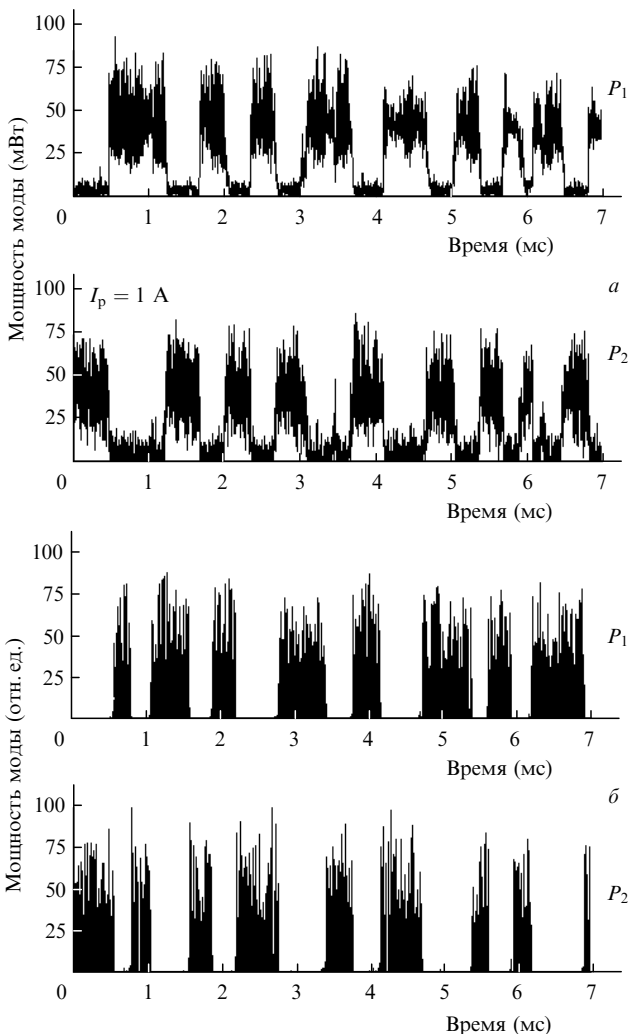


Рис.3. Временные эволюции мощности излучений двух ортогональных линейно поляризованных мод P_1 и P_2 , полученные экспериментально (а) и теоретически (б).

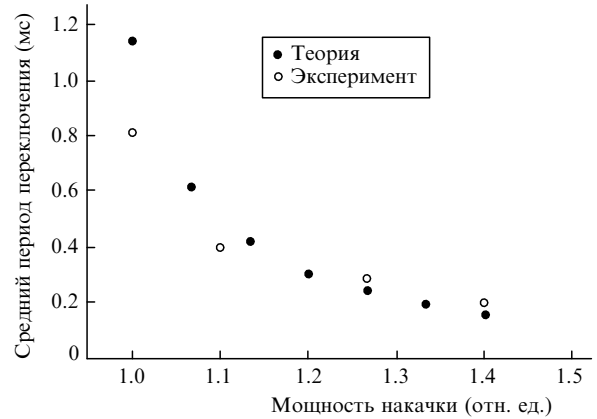


Рис.4. Теоретические и экспериментальные зависимости среднего периода переключения поляризации от мощности накачки.

ния. Наиболее выраженный режим переключений наблюдается в лазере с длиной активного элемента 30 м. Средние мощности излучения в этом лазере монотонно увеличиваются с ростом мощности накачки. Зависимости средней выходной мощности разных мод от тока накачки при комнатной температуре представлены на рис.2. Пороги генерации и средние мощности ортогональных линейно поляризованных мод были приблизительно одинаковы.

Типичная временная эволюция мощностей обоих ортогональных линейно поляризованных мод показана на рис.3,а (при токе накачки 1 А). Видно, что генерация в каждый момент времени осуществляется преимущественно на одном поляризационном компоненте. Через нерегулярные промежутки времени происходит переключение генерации с одной поляризационной моды на другую. Затем, через некоторое время, вновь происходит переключение на первоначальную поляризационную моду.

При фиксированной мощности накачки период между двумя последовательными переключениями изменяется случайно, но среднее время между переключениями (назовем его средним периодом переключения) сохраняется. С увеличением мощности накачки средний период переключения уменьшается; соответствующая экспериментальная зависимость приведена на рис.4.

В лазере с длиной активного волокна 20 м режим переключений наблюдается только в ограниченной области превышений накачки над порогом. При некоторой критической мощности накачки в таком лазере режим переключений переходит в режим стационарной генерации двух поляризационных мод.

4. Теория

Большинство динамических моделей построены в предположении, что собственные моды резонатора лазера имеют одинаковую поляризацию и активная среда содержит частицы с одинаково ориентированными дипольными моментами. Эти модели достаточно хорошо описывают поведение многих многомодовых твердотельных лазеров [1], но они моделируют только стационарные режимы генерации либо с двумя поляризационными модами, либо с одной, т. к. из них следует, что коэффициенты самонасыщения превышают коэффициенты кросс-насыщения. Однако обнаруженные экспериментально режимы переключения поляризации и бистабиль-

ные режимы [2–4] свидетельствуют о том, что при определенных условиях возможна обратная ситуация: коэффициенты кросс-насыщения превышают коэффициенты самонасыщения.

Следуя [1], предположим, что существуют два собственных состояния поля, т. е. все генерируемые моды делятся на два ансамбля в соответствии со своей поляризацией (две поляризационные моды). Поскольку поперечное сечение использованного волокна с двойной оболочкой симметрично, то эти моды поляризованы линейно. Они конкурируют подобно обычным продольным или поперечным модам через кросс-насыщение активной среды [5]. Таким образом, в теоретической модели будем исходить из наличия двух ортогональных состояний линейной поляризации поля.

Волоконный лазер с накачкой в оболочку можно рассматривать как устройство, состоящее из двух частей: активной (усилителя) и пассивной (поглотителя). Пассивная часть световода играет роль отрицательной обратной связи или просветляющегося фильтра.

Ранее для описания динамики двухканальных лазеров использовались простейшие балансные уравнения, такие же, как в [6]. В случае, когда мощность накачки много превышает порог генерации и вся часть световода рассматривается как активная среда, уравнения балансного приближения, учитывающие взаимодействие линейной поляризации через насыщение инверсной населенности ортогональной поляризации, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dI_i}{d\tau} &= (n_i - 1)I_i G_i + \delta_i, \\ \frac{dn_i}{d\tau} &= \alpha_i - n_i \left(1 + \sum \xi_{ij} I_j \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где $i, j = 1, 2$; $I_{i,j}$ – нормированные интенсивности двух ортогональных линейно поляризованных мод; n_i – нормированные коэффициенты усиления (или разности населенности) активной среды; α_i – средние ненасыщенные нормированные коэффициенты усиления активной среды (средние превышения накачки над порогами в соответствующих поляризованных модах в предположении, что генерация в резонаторе отсутствует); G_i – параметры, равные отношению времени релаксации инверсной населенности к времени затухания поля в резонаторах соответствующих поляризованных мод; ξ_{ij} – коэффициенты кросс-насыщения и самонасыщения усиления; δ_i – случайные функции, которые характеризуют вклад спонтанного испускания в излучение генерации (они введены феноменологически).

Система уравнений (1) при $\delta_i = 0$ имеет четыре равновесных состояния, являющихся особыми точками:

$$\begin{aligned} \bar{I}_i &= 0, \quad \bar{I}_i = \frac{\alpha_i - 1}{\xi_{ij}}, \quad \bar{I}_j = 0, \\ \bar{I}_i &= \frac{(\alpha_i - 1)\xi_{jj} - (\alpha_j - 1)\xi_{ij}}{\xi_{ii}\xi_{jj} - \xi_{ij}\xi_{ji}}. \end{aligned}$$

Для определения типа особых точек исследуем устойчивость решений системы (1) в окрестности каждой точки при малых отклонениях: $\delta I_i = I_i - \bar{I}_i$, $\delta n_i = n_i - \bar{n}_i$. Характер зависимости интенсивностей излучения двух поляри-

зационных мод от накачки определяется коэффициентами самонасыщения и кросс-насыщения: если коэффициент кросс-насыщения меньше коэффициента самонасыщения, то с увеличением мощности накачки выходные излучения обеих ортогональных поляризованных мод возрастают, но если коэффициент кросс-насыщения больше коэффициента самонасыщения, то происходит подавление генерации одной из двух поляризованных мод. Как показали экспериментальные и теоретические исследования, в твердотельных лазерах имеет место $\xi_{ii} > \xi_{ij}$ [6]. В этом случае решением уравнения (1) является одновременная генерация двух поляризационных мод. Для объяснения наблюдающегося экспериментально переключения поляризаций необходимо учесть пространственное распределение инверсной населенности вдоль активной среды. Кроме того, в отсутствие накачки при нормальной температуре в иттербиевом волокне наблюдается резонансное поглощение излучения.

С учетом резонансного поглощения мы получаем систему уравнений, описывающую взаимодействие двух ортогональных линейно поляризованных мод волоконного лазера с двойной оболочкой:

$$\begin{aligned} \frac{dI_i}{d\tau} &= [x_i n_i + (1 - x_i) m_i - 1] I_i G_i + \delta_i, \\ \frac{dn_i}{d\tau} &= \alpha_i - n_i \left(1 + \sum \xi_{ij} I_j \right), \\ \frac{dm_i}{d\tau} &= m_{i0} - m_i \left(1 + \sum \chi_{ij} I_j \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где m_i – нормированные коэффициенты поглощения пассивной среды; m_{i0} – средние ненасыщенные нормированные коэффициенты поглощения пассивной среды; χ_{ij} – коэффициенты кросс-насыщения и самонасыщения поглощения; x_i – отношение длины активной среды к длине резонатора. В дальнейшем считаем, что все параметры симметричны относительно i, j .

Параметры α_i , m_{i0} , x_i зависят от накачки. Их значения определяются из следующих выражений:

$$\frac{\partial I_p(z)}{\partial z} = - \left[\frac{b^2}{a^2} \sigma_p \Delta N_{th} \frac{1}{f_0 + f_2} \left(\Delta N(z) - \frac{\Delta N_0}{\Delta N_{th}} \right) + \beta_p I_p \right], \quad (3)$$

$$\Delta N(z) = \frac{[I_p(z)/Z_0 Z_2] (1 - Z_0 f_0) N_t + \Delta N_0}{1 + [(Z_0 + Z_2)/Z_0 Z_2] I_p(z)} \frac{1}{\Delta N_{th}}, \quad (4)$$

$$\alpha_i = \alpha_j = \frac{1}{x} \int_0^x \Delta N(z) dz, \quad m_{i0} = m_{j0} = \frac{1}{L - x} \int_x^{L-x} \Delta N(z) dz,$$

$$\Delta N(x) = 1, \quad x_i = x_j = x,$$

$$\Delta N_{th} = \frac{n}{\sigma_s \tau_{sc}}, \quad f_0 = \frac{\exp(-\Delta E_{0r}/kT)}{Z_0},$$

$$f_2 = \frac{\exp(-\Delta E'_{0r}/kT)}{Z_2}, \quad (5)$$

где

$$Z_0 = \sum_{r=1}^m \exp(-\Delta E_{0r}/kT); \quad Z_2 = \sum_{r=1}^m \exp(-\Delta E'_{0r}/kT);$$

ΔE_{0r} , $\Delta E'_{0r}$ – разности энергии между лазерными подуровнями r и самым нижним подуровнем в системе подуровней иттербия ${}^2F_{7/2}$ и ${}^2F_{5/2}$; I_p – нормированная интенсивность накачки; ΔN_0 – исходная плотность инверсной населенности подуровней в равновесном состоянии; ΔN – нормированное значение инверсии населенности; σ_p – поперечное сечение вынужденного перехода между накачиваемыми уровнями; σ_s – поперечное сечение вынужденного перехода между лазерными уровнями; τ_c – время затухания фотонов; N_1 – концентрация ионов иттербия; c – скорость света в свободном пространстве; L – длина активной среды; n – показатель преломления активной среды; b – диаметр сердцевины; a – апертура внутренней оболочки световода; β_p – все нерезонансные потери накачки в активной среде; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

5. Обсуждение

Модель иттербиевого волоконного лазера (2) учитывает два типа взаимодействия мод через протяженную активную среду. Анализ поведения решения системы (2) можно выполнить методами теории нелинейных колебаний. В результате проведенного анализа установлено, что поляризационная динамика связана с поляризационной зависимостью насыщения в иттербиевом волокне.

Численный эксперимент показал, что область существования режима переключений поляризации сильно зависит от относительной длины активного световода, от мощности накачки и температуры активного волокна. С увеличением накачки область активного световода увеличивается, а область пассивного световода уменьшается, причем средний период переключения поляризации тоже уменьшается. При дальнейшем увеличении накачки переключения поляризаций не наблюдались: устанавли-

вается стационарный режим генерации двух поляризационных мод. В этом режиме возникают лишь малые противофазные колебания мощностей поляризационных мод.

Следует отметить, что случайные флуктуации коэффициентов связи приводят к случайным переключениям поляризации. На рис.3,б и 4 кроме экспериментальных приведены теоретические зависимости среднего периода переключения поляризации от мощности накачки и временная эволюция мощности излучений двух ортогональных линейно поляризованных мод. Величина ненасыщенного поглощения m_{i0} существенно влияет на период переключения поляризации.

В наших предварительных экспериментах получено, что при комнатной температуре в лазере с активным элементом длиной 10 м наблюдалась двухмодовая генерация, при длине 30 м – режим переключения поляризаций, а при длине 20 м характер переключения зависел от мощности накачки. С увеличением температуры область переключения поляризации увеличивалась. Сравнение с экспериментами показало (см. рис.3 и 4), что модель (2) правильно описывает поляризационную динамику иттербиевого волоконного лазера с двойной оболочкой.

Таким образом, самопроизвольное переключение поляризаций, обнаруженное при экспериментальных исследованиях иттербиевого волоконного лазера с двойной оболочкой, объясняется наличием поляризационно-зависимого насыщения потерь.

1. Ханнин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).
2. Stepien L., Razdobreev I., Suret P., Randoux S., Zemmouri J., Kurkov A. *Techn. Dig. IQEC/LAT* (Moscow, 2002, QSuR54).
3. Воронин В.Г., Наний О.Е., Туркин А.Н., Курков А.С., Васильев С.Е., Лобадецкий О.И., Губанков Д.А., Николаев М.Н. *Вестник Моск. Ун-та. Сер. Физика, Астрономия*, № 2, 46 (2002).
4. Хандохин П.А., Ханнин Я.И., Мамаев Ю.А. *Квантовая электроника*, **25** (6), 517 (1998).
5. Соколовский Г.С., Дерягин А.Г., Кучинский В.И. *Письма в ЖТФ*, **23** (9), 17 (1997).
6. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **23** (1), 17 (1996).