

# Непрерывная перестройка частоты излучения волоконных и волноводных лазеров с помощью управляемой дифракционной решетки

В.А.Пилипович, А.К.Есман, И.А.Гончаренко, В.К.Кулешов

*Предложен метод быстрой перестройки длины волны излучения одночастотного волоконно-оптического лазера. В качестве зеркала внешнего резонатора лазера и селективного элемента используется дифракционная решетка, записанная на волноводном электрооптическом модуляторе. При подаче напряжения на ее электроды происходит смещение полосы отражения решетки и, следовательно, перестройка диапазона излучения. Для перестройки частоты излучения в пределах полосы отражения решетки используется внутрирезонаторная волноводная электрооптическая ячейка. Рассчитаны спектральные характеристики лазерного излучения. Показано, что диапазон перестройки такого лазерного устройства достигает 0.2 нм при управляющем напряжении до 5 В, а время переключения не превышает 0.7 нс.*

**Ключевые слова:** волноводная брэгговская решетка, волноводный электрооптический модулятор, волноводный и волоконный лазеры.

## 1. Введение

Компактные перестраиваемые по частоте источники лазерного излучения находят широкое применение в волоконно-оптических системах передачи информации, волоконно-оптических датчиках и в других устройствах. Наиболее подходят для подобного использования лазеры на основе легированных ионами редкоземельных элементов (например, ионами эрбия) оптических волокон, в которых в качестве селективного элемента используется волоконная дифракционная (брэгговская) решетка (ВБР) [1–5]. Как известно, в ВБР на определенной длине волны возникает связь между модами, распространяющимися в прямом и обратном направлениях, и ее коэффициент отражения имеет максимум в узком спектральном интервале (порядка долей нанометра). Длина волны, при которой отражение максимально, зависит от параметров ВБР. Таким образом, меняя параметры решетки, можно смещать область ее максимального отражения и тем самым перестраивать излучение лазера по частоте.

Спектральное расстояние между модами лазерного излучения определяется как

$$\delta\nu = \frac{c}{2nL}, \quad (1)$$

где  $L$  – длина лазерного резонатора;  $n$  – показатель преломления;  $c$  – скорость света. Чтобы осуществлять непрерывную (или, по крайней мере, с малым шагом) перестройку частоты излучения с одной моды на другую, необходимо использовать лазеры с резонатором большой длины [4]. Однако ширина линии излучения таких

лазеров определяется полосой пропускания волоконно-оптической решетки и содержит множество спектральных компонент. Такой лазер не является одночастотным, что ограничивает его применение, особенно в спектроскопических измерениях.

Более подходящими с этой точки зрения являются волоконные лазеры с линейным резонатором малой длины [1–3]. Обратная оптическая связь в таких лазерах осуществляется обычно с помощью либо зеркальных отражателей, либо волоконных дифракционных решеток. В последнем случае ограничение ширины полосы генерируемого излучения, а также перестройка по длине волны осуществляются с помощью ВБР, записанной непосредственно в самом волокне. При малой длине резонатора (порядка 0.5–2 см) в полосу отражения ВБР попадает от одной до трех его продольных мод, на которых и происходит генерация излучения. Заметим, что малая длина резонатора приводит к повышению стабильности лазерной генерации.

Однако в коротком отрезке волокна излучение накачки не успевает существенно поглотиться, и, следовательно, выходная мощность такого лазера будет мала [1, 6]. Увеличение концентрации ионов эрбия позволяет увеличить поглощение накачки, но при концентрациях свыше  $(3–4) \times 10^{24}$  ион./м<sup>3</sup> ион-ионное взаимодействие приводит к вырождению метастабильного уровня эрбия и снижает эффективность лазерной генерации [7]. Решением этой проблемы является использование оптических волокон, легированных совместно ионами эрбия и иттербия с оптимальными концентрациями [1, 2, 8].

Еще одним недостатком лазеров с малой длиной резонатора является невозможность осуществления в них непрерывной перестройки излучения по длине волны, поскольку моды резонатора сильно разнесены. Меняя параметры ВБР, можно лишь переводить генерацию излучения с одной моды резонатора на другую с шагом, определяемым выражением (1). Кроме того, время переключения таких систем достигает нескольких миллисе-

кунд, поскольку перестройка излучения по длине волны осуществляется изменением параметров ВБР либо механически [3], либо с помощью пьезоэффекта [4].

В лазерах непрерывную перестройку излучения обычно получают с помощью изменения параметров внешнего резонатора лазера, например его длины. В работе [9] рассмотрен перестраиваемый по частоте лазер с электрооптической ячейкой внутри внешнего резонатора. В качестве зеркала внешнего резонатора использовалась объемная дифракционная решетка. При подаче напряжения на электрооптический кристалл изменялась *оптическая* длина резонатора, что и приводило к перестройке лазерного излучения по длине волны. Для существенного изменения оптической длины резонатора (диапазона перестройки частоты излучения) необходимо использовать управляющее напряжение порядка 400 В. Подобный подход был использован также в волоконном лазере с кольцевым резонатором [10], где для быстрой перестройки частоты применялся электрооптический фазовый модулятор.

В настоящей работе для быстрой непрерывной управляемой перестройки длины волны излучения волоконных и волноводных лазеров предлагается использовать внутрирезонаторную электрооптическую ячейку в виде волноводного модулятора. Такая ячейка позволяет перестраивать длину волны излучения лазера в пределах ширины полосы отражения ВБР. Для увеличения диапазона управляемого изменения длины волны используется дифракционная решетка с перестраиваемой полосой отражения, также записанная на волноводном электрооптическом модуляторе.

## 2. Структура и спектральные характеристики лазера

Принципиальная схема непрерывно перестраиваемого волоконного лазера представлена на рис.1. Основными элементами лазера являются отрезок оптического волокна, легированного ионами эрбия и иттербия, и электрооптический волновод на основе ниобата лития. Одним из зеркал резонатора служит широкополосная ВБР, записанная на легированном оптическом волокне. В фоточувствительном волокне, легированном ионами эрбия и иттербия, можно индуцировать изменения эффективного показателя преломления порядка  $5 \times 10^{-3}$ , что позволяет создавать ВБР с коэффициентом отражения более 99% при длине волокна 1 см [2].

На одном конце электрооптического волновода записана брэгговская решетка, которая служит зеркалом резонатора. Вторая часть волновода находится внутри

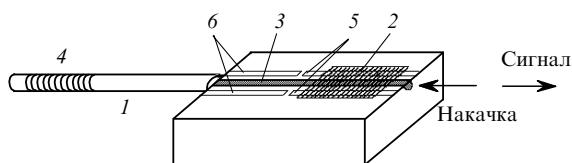


Рис.1. Принципиальная схема перестраиваемого одночастотного волоконного лазера:

1 – легированное эрбием оптическое волокно; 2 – управляемая волноводная брэгговская решетка; 3 – внутрирезонаторная электрооптическая ячейка; 4 – зеркало резонатора (ВБР); 5, 6 – электроды ВБР и электрооптической ячейки.

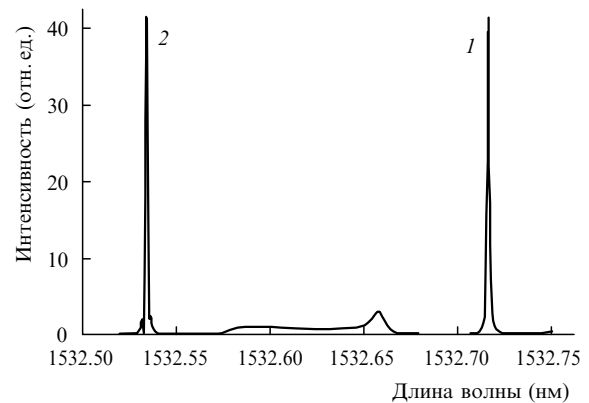


Рис.2. Спектр генерации волоконного лазера в отсутствие напряжения на электродах ВБР и внутрирезонаторной ячейки (1) и при напряжении 5 В (2).

резонатора и используется как электрооптическая ячейка. На электрооптический волновод нанесены две системы электродов. Непрерывная перестройка длины волны излучения в пределах полосы отражения ВБР осуществляется подачей напряжения на электроды внутрирезонаторной электрооптической ячейки. Диапазон перестройки увеличивается при подаче напряжения на электроды дифракционной решетки, в результате чего происходит смещение ее полосы отражения и, таким образом, перестройка диапазона излучения.

В качестве узкополосного зеркала для лазерного резонатора наиболее целесообразно использовать аподизированные волноводные дифракционные решетки. Аподизированные ВБР имеют переменную вдоль оси амплитуду изменения показателя преломления волновода, в результате чего подавляются боковые максимумы функции отражения [11]. Спектральная зависимость отражения аподизированной решетки, записанной на волноводном электрооптическом модуляторе на кристалле ниобата лития, при разных значениях приложенного внешнего электрического поля рассчитывалась с помощью метода линий [12, 13]. Период решетки с колоколообразной функцией аподизации равнялся 0.335 мкм, а ее длина составляла примерно 1 см. Ширина главного максимума спектра отражения такой ВБР была равна 0.1 нм. Поэтому, как следует из (1), для получения одночастотного режима работы лазера длина его резонатора должна составлять примерно 0.9 см.

На рис.2 приведены рассчитанные спектральные характеристики излучения перестраиваемого по частоте волоконного лазера с управляемыми ВБР и электрооптической ячейкой. Видно, что при подаче напряжения волоконного лазера в сторону более коротких длин волн. При напряжении 5 В на электродах как внутрирезонаторной ячейки, так и ВБР длина волны генерации смещается более чем на 0.2 нм.

## 3. Динамика генерации лазера

Одной из важнейших характеристик перестраиваемого лазера является время переключения генерации на другую длину волны. Поскольку в предлагаемой схеме используется *волноводный* электрооптический модулятор с низким управляющим напряжением (время изменения показателя преломления в кристалле ниобата лития под

действием электрического поля составляет порядка  $10^{-12}$  с), то время перестройки лазера на другую длину волны ограничено только временем установления стационарной генерации. Таким образом, для того чтобы оценить скорость перестройки, необходимо проанализировать динамику генерации лазера.

Расчет динамики установления генерации проводился с помощью теоретической модели для легированного эрбием/иттербием волоконного лазера с линейным резонатором, основанной на скоростных уравнениях [1, 14]. Изменение мощности накачки  $P_p(z, \nu_p)$  и мощности стимулированного излучения  $P_{sj}^\pm(z, \nu_{sj})$  по длине лазерного резонатора описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{dP_p(z, \nu_p)}{dz} = -\Gamma_p [\sigma_{13}^{Er} \bar{n}_1 + \sigma_{56}^{Yb} \bar{n}_5 - \sigma_{65}^{Yb} \bar{n}_6] \times P_p(z, \nu_p) - l_p P_p(z, \nu_p), \tag{2}$$

$$\frac{dP_{sj}^\pm(z, \nu_{sj})}{dz} = \pm \Gamma_{sj} [\sigma_{21}^{Er}(\nu_{sj}) \bar{n}_2 - \sigma_{12}^{Er}(\nu_{sj}) \bar{n}_1] P_{sj}^\pm(z, \nu_{sj}) \pm 2h\nu_{sj} \Delta \nu_{sj} \Gamma_{sj} \sigma_{21}^{Er}(\nu_{sj}) \bar{n}_2 \mp l_{sj} P_{sj}^\pm(z, \nu_{sj})$$

с начальными и граничными условиями

$$R_2(\nu_{sj}) P_{sj}^+(L, \nu_{sj}) = P_{sj}^-(L, \nu_{sj}), \tag{3}$$

$$R_1(\nu_{sj}) P_{sj}^-(0, \nu_{sj}) = P_{sj}^+(0, \nu_{sj}),$$

$$P_p(0, \nu_p) = P_{p0}, \tag{4}$$

где  $j = 1, \dots, M$ ;  $M$  – число продольных мод, которые могут генерироваться лазером;  $\nu_p, \nu_{sj}$  и  $l_p, l_{sj}$  – соответственно частоты излучения и оптические потери волны накачки и генерируемой волны;  $R_1(\nu_{sj})$  и  $R_2(\nu_{sj})$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора (брэгговских решеток);  $L$  – длина резонатора;  $\sigma_{ik}^{Er}$  и  $\sigma_{ik}^{Yb}$  – сечения поглощения и испускания эрбия и иттербия при переходе с уровня  $i$  на уровень  $k$  (см. [1, 14]);  $\Gamma_p$  и  $\Gamma_{sj}$  – интегралы перекрытия между сечением полей излучения и активной областью световода;  $n_1, n_2, n_3$  и  $n_4$  – населенности энергетических уровней  $^4I_{15/2}, ^4I_{13/2}, ^4I_{11/2}$  и  $^4I_{9/2}$  ионов  $Er^{3+}$ ;  $n_5$  и  $n_6$  – населенности уровней  $^2F_{7/2}$  и  $^2F_{5/2}$  ионов  $Yb^{3+}$ . Слагаемое  $2h\nu_{sj} \Delta \nu_{sj} \Gamma_{sj} \sigma_{21}^{Er}(\nu_{sj}) \bar{n}_2$  во втором уравнении системы (2) описывает мощность входного эквивалентного шума и включено в уравнение для инициирования процесса генерации.

Система уравнений (2) решалась численно методом Рунге–Кутты. Усредненные населенности уровней  $\bar{n}_i$  на каждом шаге по  $z$  определялись с помощью скоростных уравнений из работы [1]. Максимальный коэффициент отражения широкополосной ВБР, записанной на легированном оптическом волокне, принимался равным 100 %.

Радиус сердцевинки легированного волокна равняется 2.2 мкм, его апертура  $NA = 0.2$ , коэффициент потерь оптической волны накачки  $l_p = 0.15$  дБ/м, генерируемой волны –  $l_{sj} = 0.1$  дБ/м. Остальные параметры волокна, использованные при расчетах, те же, что и в работе [1]. Длина резонатора равна 1 см. При этом активный участок лазерного резонатора может включать в себя как легированное оптическое волокно, так и электрооптичес-

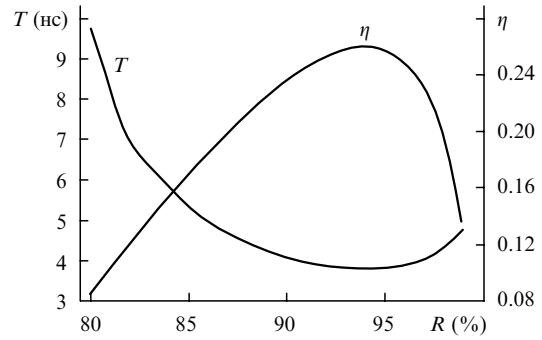


Рис.3. Зависимости эффективности генерации  $\eta$  и времени установления стабильного режима генерации  $T$  от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора  $R$ .

кую ячейку. В этом случае оптический волновод на кристалле ниобата лития должен быть легирован ионами резонансных примесей [15].

Мы проанализировали зависимость эффективности генерации  $\eta = P_s/P_{p0}$  от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора  $R$ , где  $P_s$  – мощность выходного излучения лазера в режиме стационарной генерации при заданной мощности накачки. Эта зависимость представлена на рис.3. Концентрации ионов  $Er^{3+}$  и  $Yb^{3+}$  были таковы:  $N_{Er} = 4 \times 10^{25}$  ион./м<sup>3</sup> и  $N_{Yb} = 5 \times 10^{26}$  ион./м<sup>3</sup>, мощность накачки на входе лазера  $P_{p0} = 40$  мВт. На рис.3 показана также зависимость времени установления стабильного режима генерации  $T$  от коэффициента отражения  $R$ . Видно, что минимальное время установления генерации достигается при коэффициенте отражения выходного зеркала около 95 % и соответствует максимально эффективной генерации.

На рис.4 представлены зависимости мощности выходного излучения от мощности излучения накачки. Видно, что эффективность генерации сильно зависит от концентрации легирующих элементов и при больших концентрациях может достигать почти 50 %. Рассчитанная эффективность генерации лазера значительно выше экспериментально полученной в работах [2, 3], поскольку при расчетах не учитывались потери на ввод излучения накачки в волокно и на стыковку элементов лазера. Как будет показано далее, при учете подобных потерь эффективность генерации лазера снижается и соответствует экспериментальным значениям.

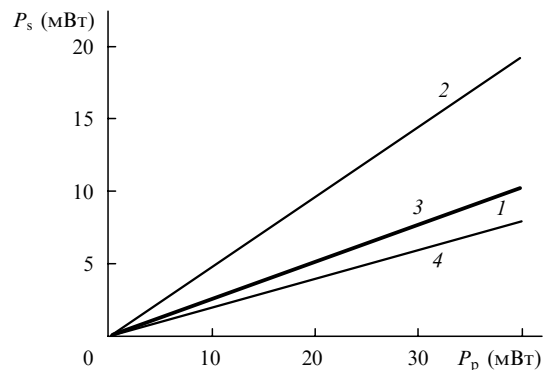


Рис.4. Зависимости мощности выходного излучения от мощности излучения накачки при концентрациях ионов эрбия и иттербия соответственно  $4 \times 10^{25}$  и  $5 \times 10^{26}$  ион./м<sup>3</sup> (1),  $2 \times 10^{26}$  и  $2.5 \times 10^{27}$  ион./м<sup>3</sup> (2, 3),  $3 \times 10^{25}$  и  $3.75 \times 10^{26}$  ион./м<sup>3</sup> (4). Кривые 1, 2, 4 рассчитаны без учета потерь на стыковку, кривая 3 – с учетом потерь. Видно полное совпадение кривых 1 и 3.

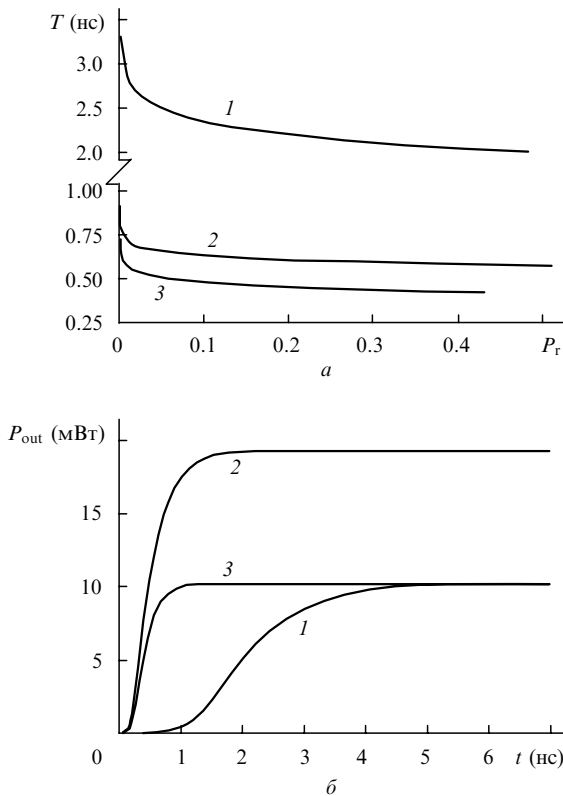


Рис.5. Зависимости времени переключения излучения лазера от относительной мощности остаточного сигнала (а) и мощности выходного сигнала от времени (б) при концентрациях ионов  $N_{Er} = 4 \times 10^{25}$  ион./м<sup>3</sup>,  $N_{Yb} = 5 \times 10^{26}$  ион./м<sup>3</sup>,  $P_{p0} = 40$  мВт (1) и  $N_{Er} = 2 \times 10^{26}$  ион./м<sup>3</sup>,  $N_{Yb} = 2.5 \times 10^{27}$  ион./м<sup>3</sup>,  $P_{p0} = 90$  мВт (2, 3). Кривые 1 и 2 рассчитаны без учета потерь на стыковку, кривая 3 – с учетом потерь.

Очевидно, что время установления генерации на определенной длине волны сильно зависит от величины первоначального сигнала на этой длине волны и, как следует из рис.3, от эффективности генерации излучения. На рис.5,а представлена зависимость времени переключения излучения лазера на другую длину волны от относительной мощности остаточного сигнала  $P_r = P_{s0}/P_s$ , где  $P_{s0}$  – абсолютная мощность остаточного сигнала. Видно, что при остаточном сигнале, равном половине стационарного сигнала, время переключения может составлять 0.55 нс. Этому уровню остаточного сигнала (см. рис.2) соответствует сдвиг излучения лазера по длине волны  $\Delta\lambda = 0.01$  нм. Как следует из рис.2, минимальный остаточный сигнал по всему диапазону переключения рассматриваемого перестраиваемого лазера  $P_r$  равен примерно 0.025. Таким образом, максимальное время переключения волноводного лазера с управляемой ВБР и электрооптической ячейкой при оптимальном подборе параметров составляющих его элементов (кривая 2, рис.5,а) не будет превышать 0.7 нс.

#### 4. Параметры генерации лазера с учетом потерь на стыковку

При сопряжении оптического волокна и ВБР, записанной на волноводном электрооптическом модуляторе, могут возникать дополнительные потери, которые существенно влияют на эффективность и динамику генерации лазера и, тем самым, на скорость перестройки его излучения. Для оценки влияния этих потерь мы провели рас-

чет динамики генерации лазера с помощью математической модели (2) – (4), заменив первое из граничных условий (3) на

$$R_{st}(v_j)R_2(v_j)P_{sj}^+(L, v_j) = P_{sj}^-(L, v_j), \quad (5)$$

где  $R_{st}(v_j)$  – коэффициент потерь на стыковку оптического волновода и волоконного световода. Результаты расчетов представлены кривыми 3 на рис.4 и 5.

Как и ожидалось, эффективность генерации лазера из-за дополнительных потерь существенно снижается. Так, кривая 3 на рис.4, описывающая мощность выходного излучения лазера при концентрациях  $N_{Er} = 2 \times 10^{26}$  ион./м<sup>3</sup> и  $N_{Yb} = 2.5 \times 10^{27}$  ион./м<sup>3</sup> с учетом потерь полностью совпадает с кривой 1 для лазера с меньшими концентрациями легирующих элементов, где такие потери не учитываются. Однако время переключения лазера с дополнительными потерями на другую волну генерации оказалось значительно меньше (см. рис.5,а). Это можно объяснить с помощью рис.5,б, где показана динамика установления генерации лазера при мощности остаточного сигнала  $P_{s0} = 0.1$  мВт. Как видно из рис.5,б, дополнительные потери приводят к уменьшению скорости нарастания мощности излучения лазера. Однако при этом и сама мощность стационарной генерации также снижается и потому достигается гораздо быстрее. Благодаря этому время установления режима стационарной генерации и, тем самым, максимальное время переключения лазера на другую длину волны излучения (для  $P_r = 0.025$ ) из-за дополнительных потерь на стыковку снижается с 0.7 до 0.5 нс.

#### 5. Заключение

Таким образом, с помощью электрооптического эффекта можно получить непрерывную перестройку излучения волоконного лазера по длине волны. При длине резонатора порядка 1 см время переключения составляет около 0.7 нс. Малая длина резонатора и применение волноводной брэгговской решетки в качестве селективного элемента позволяют сделать излучение такого лазера практически одночастотным.

Поскольку при использовании подобной схемы имеет место непрерывная перестройка длины волны с большим быстродействием, ее можно применять при создании соответствующей электрической обратной связи для стабилизации частоты излучения волоконных лазеров.

Дополнительные потери, возникающие при сопряжении оптического волокна и ВБР, записанной на волноводном электрооптическом модуляторе, приводят к уменьшению времени перестройки излучения лазера, однако при этом эффективность его генерации также снижается. Потерь на сопряжение можно избежать при использовании монолитного лазера, например на основе оптического волновода из ниобата лития, обеими зеркалами резонатора которого являются волноводные решетки [15]. Активным элементом такого лазера является часть оптического волновода, легированная ионами эрбия. С другой стороны, из кристаллов ниобата лития можно изготавливать и волоконные световоды [16]. В работе [17] предложены полимерные оптические волокна, также обладающие электрооптическим эффектом. Если на таких волокнах записать дифракционные решетки

ки, то их параметрами можно управлять и, следовательно, создать полностью волоконный лазер, перестраиваемый по частоте. Такая структура более предпочтительна при сопряжении подобного лазера с волоконно-оптическими линиями передачи и обработки информации.

1. Pasquale F.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 327 (1996).
2. Dong L., Loh W.H., Caplen J.E., et al. *Opt. Lett.*, **22**, 694 (1997).
3. Yamashita S., Hsu K. *Opt. Lett.*, **23**, 1200 (1998).
4. Nielsen T.G., Hodel W., Weber H.P., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 614 (1999).
5. Курков А.С., Васильев С.А., Королев И.Г., Медведков О.И., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **31**, 421 (2001).
6. Da Silva C.J., de Araujo M.T., Gouveia E.A., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 1287 (1999).
7. Wagener J.L., Wysocki P.F., Digonnet M.J.F., et al. *Opt. Lett.*, **18**, 2014 (1993).
8. Kringlebotn J.T., Archambault J.L., Reekie L., et al. *Electron. Lett.*, **30**, 972 (1994).
9. Boggs B., Greiner C., Wang T., et al. *Opt. Lett.*, **23**, 1906 (1998).
10. Sadot D. *Opt. Eng.*, **37**, 1770 (1998).
11. Ennsner K., Zervas M.N., Laming R.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 770 (1998).
12. Goncharenko I.A., Helfert S.F., Pregla R. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, 25 (1999).
13. Goncharenko I.A. In: *Proc. Intern. Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling* (Paderborn, Germany, 2001, p.23).
14. Cucinotta A., Selleri S., Vincetti L., et al. *Opt. Commun.*, **156**, 264 (1998).
15. Becker C., Greiner A., Oesselke T., et al. *Opt. Lett.*, **23**, 1194 (1998).
16. Dai J.D., Jen C.K. *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**, 2021 (1991).
17. Welker D.J., Tostenrude J., Garvey D.W., et al. *Opt. Lett.*, **23**, 1826 (1998).