

Генерационные параметры иттербиевых волоконных световодов, легированных P_2O_5 и Al_2O_3

М.А.Мелькумов, И.А.Буфетов, К.С.Кравцов, А.В.Шубин, Е.М.Дианов

Представлены результаты измерений сечений поглощения и излучения для перехода ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ ионов Yb^{3+} в световодах на основе плавяного кварца, легированных Al_2O_3 и P_2O_5 . Для измерений применялись как методы, основанные на спектроскопических данных, так и более прямые методы, использующие насыщение лазерного перехода. На основе измеренных спектральных зависимостей сечений вынужденных переходов рассчитаны возможные диапазоны генерации иттербиевых лазеров на волоконных световодах с двойной оболочкой.

Ключевые слова: сечение вынужденных переходов, волоконный лазер, световод с двойной оболочкой.

1. Введение

Волоконные световоды на основе плавяного кварца в большинстве случаев являются идеальной средой для введения ионов Yb^{3+} при создании волоконных лазеров и усилителей. На базе иттербиевых световодов созданы эффективные волоконные усилители и лазеры с выходной мощностью от нескольких ватт до нескольких киловатт (см., напр., [1–5] и ссылки в них). Создание таких устройств предполагает предварительное численное моделирование и оптимизацию их параметров. Однако до настоящего времени в литературе имеется только очень ограниченная информация о сечениях лазерного перехода ионов иттербия в стеклах на основе плавяного кварца, используемых для изготовления волоконных световодов. Так, только в работах [1, 2] приведены спектральные зависимости сечений поглощения и вынужденного излучения ионов иттербия в германосиликатном стекле (без указания конкретного состава). В опубликованных работах по измерению параметров ионов Yb^{3+} в объемных образцах [6–8] составы стекол сильно отличаются от состава сердцевин световодов, исследуемых в настоящей работе. Поскольку во всех работах наблюдается существенная зависимость сечений переходов от состава стекла, опубликованные данные в большинстве случаев не могут быть использованы для моделирования волоконных лазеров. Кроме того, сравнение результатов, полученных на объемных образцах и в световодах, указывает на возможность не вполне корректного определения сечения вынужденного излучения ионов иттербия в объемных образцах из-за перепоглощения излучения.

В настоящее время в волоконных лазерах используются, главным образом, два типа иттербиевых световодов: световоды на основе плавяного кварца с сердце-

виной, легированной P_2O_5 (фосфоросиликатные (ФС) световоды), и с сердцевинной, легированной Al_2O_3 и небольшим количеством GeO_2 (алюмосиликатные (АС) световоды). Указанные легирующие добавки – P_2O_5 , Al_2O_3 и GeO_2 – необходимы для формирования профиля показателя преломления световода и для реализации однородного введения Yb в матрицу стекла, устранения явления кластеризации и снижения оптических потерь в световодах.

В настоящей работе исследован ряд образцов ФС световодов, массовое содержание фосфора и иттербия в сердцевине которых изменялось в пределах 4% – 10% и 1% – 8% соответственно. В АС световодах массовое содержание алюминия и иттербия находилось в диапазоне 1% – 2% и 1% – 3%. Заготовки световодов изготавливались по MCVD-технологии. Введение иттербия и алюминия в АС световоды и иттербия в ФС световоды выполнялось как по растворной технологии (в одних образцах), так и из газовой фазы (в других). Проведенные измерения практически не выявили заметных отличий в сечениях переходов для световодов каждого типа (ФС или АС), независимо от концентрации легирующих добавок в указанных выше пределах и от способа введения некоторых из них (из раствора или из газовой фазы). Однако световоды ФС и АС типов показали существенно различные характеристики. Поэтому в дальнейшем изложении будем указывать только тип световода и не приводить более точно остальные его параметры.

В результате выполненных экспериментов в настоящей работе определены спектральные зависимости сечений поглощения и излучения перехода между уровнями ${}^2F_{5/2} - {}^2F_{7/2}$ ионов Yb^{3+} , введенных в сердцевину ФС и АС световодов. Систему уровней ионов иттербия в стекле можно рассматривать как квазидвухуровневую (несмотря на то, что каждый из них расщеплен на подуровни под действием кристаллического поля) при условии, что в каждом мультиплете устанавливается термодинамически равновесное распределение населенностей по подуровням. Но описание этой системы как двухуровневой приводит к тому, что сечения поглощения σ_a и вынужденного излучения σ_e оказываются существенно различными функциями длины волны [9], которые, в свою оче-

М.А.Мелькумов, И.А.Буфетов, К.С.Кравцов, А.В.Шубин, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; тел.: (095)132 82 56, факс: (095)135 81 39, e-mail: iabuf@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 9 апреля 2004 г., после доработки – 2 июня 2004 г.

редь, зависят от вида термодинамического распределения ионов по подуровням, т. е. от температуры. В настоящей работе в большинстве случаев речь идет о функциях $\sigma_a(\lambda)$ и $\sigma_e(\lambda)$ при комнатной температуре ($T \approx 293$ К), если температура не указана специально.

На основе полученных данных проведены расчеты спектральных диапазонов, в которых возможно получение генерации иттербиевых лазеров на АС и ФС волоконных световодах с двойной оболочкой при использовании в качестве зеркал брэгговских решеток показателя преломления.

2. Измерение сечений вынужденных переходов

Существует большое число методов измерения сечений лазерных переходов ионов Re^{3+} в стеклах и в волоконных световодах (см., напр., [10]). Методы, используемые при измерении сечений для одного типа редкоземельных ионов (например, Er^{3+}), часто пригодны для измерения сечений других типов редкоземельных ионов. По сравнению с объемными образцами существенным фактором при измерении сечений в световодах является неоднородность поля в сердцевине, а также, как правило, неоднородное распределение активных ионов по радиусу световода. Это обстоятельство усложняет измерение сечений в световодах.

В настоящей работе измерения проводились на одномодовых АС и ФС световодах с диаметром сердцевины 6–8 мкм и длиной волны отсечки второй моды около 1 мкм. Измерение сечений проводилось несколькими независимыми методами, что увеличивает надежность полученных данных. Были измерены спектральные зависимости сечения поглощения $\sigma_a(\lambda)$ и вынужденного излучения $\sigma_e(\lambda)$ в диапазоне длин волн $\lambda = 850 - 1200$ нм, а также выполнено сравнение спектральной зависимости отношения $\sigma_e(\lambda)/\sigma_a(\lambda)$ с зависимостью, следующей из теории Мак-Камбера [9]. Подробное описание методов измерения сечений приведено в [11].

Для измерения сечения поглощения в световодах были использованы методы, описанные, например, в работах [10] и [12] и основанные на

– измерении поглощения слабого сигнала в световоде (метод поглощения слабого сигнала), которое позволяет получить спектральную зависимость сечения поглощения $\sigma_a(\lambda)$,

– наблюдении насыщения люминесценции при увеличении мощности накачки (метод насыщения люминесценции). Второй метод позволяет измерить значение $\sigma_a(\lambda)$ на определенной длине волны накачки. Калибровка спектра поглощения по значению $\sigma_a(\lambda)$ в данной точке позволяет получить спектральную зависимость сечения поглощения.

Различные методы предъявляют разные требования к характеру необходимых измерений. Так, для реализации метода поглощения слабого сигнала необходимо знать абсолютные значения распределения концентрации ионов Yb^{3+} по радиусу сердцевины световода и профиль распределения интенсивности излучения по поперечному сечению моды. Для метода насыщения люминесценции необходимо знать распределение интенсивности излучения в световоде по радиусу, относительный профиль распределения ионов Yb^{3+} по поперечному сечению, время жизни ионов на верхнем лазерном уровне и зависимости

относительной интенсивности люминесценции от мощности накачки в световоде. Существенно, что для метода насыщения люминесценции не требуется знать абсолютную концентрацию ионов Yb^{3+} , точность измерения которой с помощью рентгеновского спектрометра в ряде случаев недостаточна.

Сечение вынужденного излучения в настоящей работе определялось по спектрам люминесценции и по времени жизни ионов Yb^{3+} на верхнем лазерном уровне при помощи соотношения [9]:

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^5}{8\pi c n^2 \tau} \frac{I(\lambda)}{\int \lambda I(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме; τ – время жизни иона на верхнем лазерном уровне; n – показатель преломления материала; $I(\lambda)$ – спектр интенсивности люминесценции. Интегрирование ведется по всему спектру линии рассматриваемого перехода.

Чтобы избежать влияния перепоглощения, регистрация интенсивности люминесценции и времени жизни проводилась в направлении, перпендикулярном оси световода. Как известно, наблюдаемое время жизни не всегда совпадает с радиационным временем жизни из-за возможности безызлучательной релаксации. Однако в данном случае практически исключена возможность безызлучательных переходов из-за уникальности системы энергетических уровней Yb^{3+} , поскольку в оптическом диапазоне наблюдается только один переход между уровнями ${}^2F_{5/2}$ и ${}^2F_{7/2}$. Кроме того, наблюдения люминесценции при измерении времени жизни ионов на верхнем лазерном уровне показали, что люминесценция после импульсного возбуждения спадает по простой экспоненте. В исследованных световодах времена жизни оказались равными 1.45 мс в ФС матрице и 0.83 мс в АС матрице. Причем разброс значений времени релаксации для разных световодов (АС и ФС) одного типа (около 4%) лежит в пределах погрешности эксперимента.

По спектрам поглощения и люминесценции ФС и АС световодов, полученным при температуре жидкого азота, были определены положения энергетических подуровней (рис.1) основного E_{1i} и возбужденного E_{2j} состояний ионов Yb^{3+} . Полученные результаты для АС и ФС световодов представлены в табл.1.

По положениям энергетических подуровней можно, согласно [9], вычислить отношение сечения поглощения к сечению вынужденного излучения

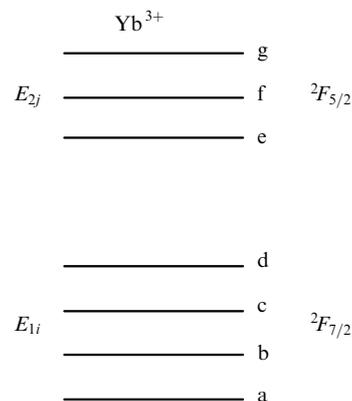


Рис.1. Система уровней Yb^{3+} .

Табл.1. Положение подуровней Yb³⁺ в АС и ФС матрицах стекла сердцевины волоконных световодов.

Уровень	Подуровень (см. рис.1)	Энергия (см ⁻¹)	
		ФС световод	АС световод
² F _{7/2}	a	0	0
	b	260	400
	c	440	760
	d	740	1210
² F _{5/2}	e	10260	10245
	f	10520	10917
	g	10930	10940

$$\sigma_e(\lambda) = \sigma_a(\lambda) \exp\left(\frac{\varepsilon - hc/\lambda}{kT}\right), \quad (2)$$

где h – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана; T – температура; ε можно найти из соотношения [9]

$$\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) = \frac{\sum_i \exp[-E_{1i}/(kT)]}{\sum_i \exp[-E_{2i}/(kT)]}. \quad (3)$$

В результате проведенных экспериментов были найдены спектральные зависимости сечений вынужденных переходов в ФС и АС световодах. Сечения в максимуме составили: $\sigma_a(974.5 \text{ нм}) = 1.4 \text{ пм}^2$, $\sigma_e(974.5 \text{ нм}) = 1.5 \text{ пм}^2$ в ФС световодах и $\sigma_a(976 \text{ нм}) = 2.7 \text{ пм}^2$, $\sigma_e(976 \text{ нм}) = 3.0 \text{ пм}^2$ в АС световодах. Длины волн максимумов сечений вынужденного излучения и поглощения практически (с точностью 0.5 нм) совпадают для каждого из типов стекол и составляют при комнатной температуре 974.5 нм для ФС световода и 976 нм для АС световода. Экспериментально полученное отношение $\sigma_a(\lambda)/\sigma_e(\lambda)$ находится в хорошем соответствии с (2), что свидетельствует о применимости теории [9] к расчету сечений переходов ионов Yb³⁺.

На рис.2 и 3 представлены полученные спектры сечений вынужденных переходов для ФС и АС световодов соответственно. Для сравнения на врезке рис.3 изображены спектры сечений переходов в германосиликатном стекле, опубликованные в работе [2]. Видно, что сечения вынужденных переходов в ФС и АС световодах различаются не только по абсолютному значению в максимуме (почти в два раза), но и качественно – по форме спектров. Так, ширина основного пика сечения поглощения в АС световодах по половине высоты составляет $\Delta\lambda = 7.7 \text{ нм}$, что существенно больше ширины пика в ФС световодах ($\Delta\lambda = 4.8 \text{ нм}$). Такое различие делает волоконные ла-

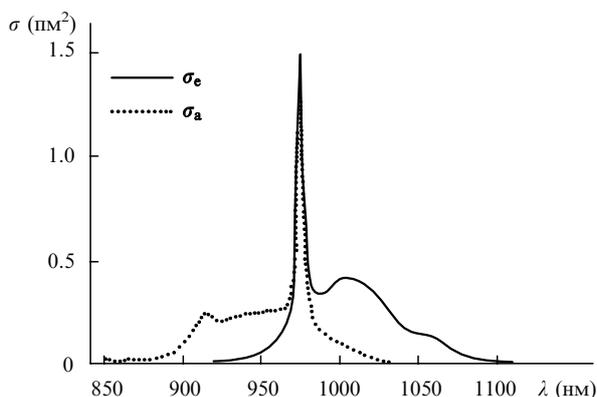


Рис.2. Спектральные зависимости сечений вынужденных переходов Yb³⁺ в ФС волоконных световодах.

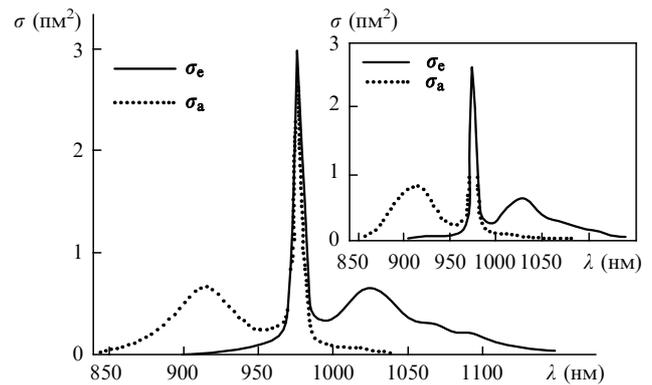


Рис.3. То же, что и на рис.2, для АС волоконных световодов. На врезке – сечения в германосиликатном стекле из [2].

зеры на АС световодах существенно менее чувствительными к изменению длины волны накачки (при накачке в область основного пика поглощения), и с этой точки зрения АС световоды выглядят более перспективными. С другой стороны, в АС световодах наблюдается провал в спектре поглощения в области 930–970 нм, что делает ФС световоды более удобными при накачке в этом диапазоне, т. к. у них там наблюдается плато в спектре поглощения. Имеющиеся различия в абсолютной величине сечений переходов (в АС световодах они примерно в 2 раза выше, чем в ФС световодах) при достигнутом в настоящее время в Институте химии высокочистых веществ РАН (Н. Новгород) и в Научном центре волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН уровне технологии более чем компенсируются возможностью введения примерно в 3 раза более высоких концентраций Yb³⁺ в ФС световоды по сравнению с АС.

При проектировании волоконного лазера на основе ионов Yb³⁺ следует учитывать, что рассматриваемые типы активных световодов (АС или ФС), как оказывается, характеризуются разными диапазонами допустимых длин волн генерации из-за различий в спектральной зависимости сечений лазерного перехода. Особенно это проявляется в длинноволновой (более 1100 нм) области, где сечение вынужденного излучения в ФС световодах много меньше такового в АС световодах (см. рис.2 и 3).

Зная зависимости $\sigma_a(\lambda)$ и $\sigma_e(\lambda)$, можно рассчитать генерационные свойства волоконных лазеров на основе исследованных световодов. В частности, нами были определены диапазоны длин волн, в которых можно получить эффективную генерацию волоконных лазеров на ФС и АС световодах с двойной оболочкой.

3. Диапазоны длин волн генерации Yb-лазеров на ФС и АС световодах с двойной оболочкой

Для возникновения генерации в резонаторе лазера на длине волны λ необходимо, чтобы при некотором уровне накачки достигалось равенство коэффициента усиления излучения $G(\lambda)$ и оптических потерь за обход резонатора $\gamma(\lambda)$ и не достигалось такое условие для других длин волн при более низких уровнях накачки (предполагается, что для каждой длины волны существует эффективный резонатор).

Рассмотрим эти условия применительно к стандартной схеме одномодового волоконного лазера на светово-

де с двойной оболочкой и брэгговскими решетками (БР) показателя преломления в качестве зеркал. Для коэффициента усиления в сечении с продольной координатой z можно записать:

$$g(\lambda, z) = \sigma_c(\lambda)n_2(z) - \sigma_a(\lambda)n_1(z), \quad (4)$$

где n_1 – концентрация ионов Yb^{3+} в основном состоянии в единице объема; n_2 – концентрация ионов Yb^{3+} в возбужденном состоянии. Здесь для простоты не учитывается зависимость от поперечных координат. Полную концентрацию ионов иттербия в единице объема обозначим как n_0 .

Если выразить долю активных ионов на верхнем уровне в резонаторе как

$$\mu = \frac{\int_0^L n_2(z) dz}{n_0 L}, \quad (5)$$

где L – длина резонатора, то коэффициент усиления за обход резонатора

$$G(\lambda) = 2[\sigma_c(\lambda) + \sigma_a(\lambda)]\mu n_0 L - 2\sigma_a(\lambda)n_0 L \quad (6)$$

на пороге генерации должен быть равен потерям излучения на длине волны генерации: $G(\lambda) = \gamma(\lambda)$. Отсюда на пороге генерации доля ионов на верхнем уровне есть

$$\mu(\lambda) = \frac{\sigma_a(\lambda)n_0 L + \gamma(\lambda)/2}{[\sigma_c(\lambda) + \sigma_a(\lambda)]n_0 L}. \quad (7)$$

Подставляя в выражение (7) величину полных потерь за обход резонатора на нерезонансной (не совпадающей с брэгговской) длине волны $\gamma(\lambda_{nr})$, находим длину волны λ_{nr} , на которой функция $\mu(\lambda_{nr})$ имеет минимум $\mu^{\min}(\lambda_{nr})$. Затем подставляем в (7) потери на резонансной длине волны $\gamma(\lambda_r)$ и снова находим зависимость $\mu(\lambda_r)$. Очевидно, что генерация может быть достигнута в диапазоне длин волн, в котором $\mu(\lambda_r) < \mu^{\min}(\lambda_{nr})$. Таким образом, зная произведение $n_0 L$ и потери $\gamma(\lambda_r)$ и $\gamma(\lambda_{nr})$ на резонансной и нерезонансной длинах волн, можно найти диапазон возможных длин волн генерации лазера.

Как видно из (7), диапазон генерации определяется не только потерями за обход резонатора, но и произведением $n_0 L$. Однако при расчете конструкции волоконного лазера на световоде с двойной оболочкой удобнее использовать другую величину, а именно $\alpha_{cl}(\lambda_p)$, которая равна коэффициенту поглощения излучения накачки из первой оболочки на всей длине активного световода и пропорциональна $n_0 L$:

$$\alpha_{cl}(\lambda_p) = K\sigma_a(\lambda_p)n_0 L, \quad (8)$$

где λ_p – длина волны излучения накачки, K – отношение площадей сердцевины и первой оболочки. Это выражение справедливо для световодов с первой оболочкой, не обладающей цилиндрической симметрией. В случае использования в качестве активной среды световода с первой оболочкой в виде квадрата со стороной 110 мкм и диаметром сердцевины 7.2 мкм получим, что отношение площадей $K \approx 1/300$.

Рассмотренная выше схема определения доступного диапазона длин волн генерации была применена для

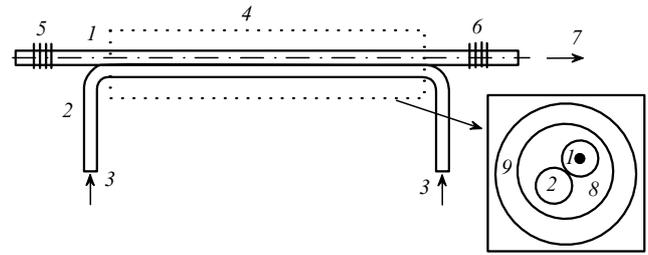


Рис.4. Схема Yb-лазера на световоде типа GTWave:

1 – активный световод; 2 – пассивный световод для ввода накачки; 3 – излучение накачки; 4 – световод GTWave; 5 – БР с высоким коэффициентом отражения; 6 – БР на выходном конце резонатора; 7 – выход лазерного излучения. На вставке представлено поперечное сечение двойного световода типа GTWave: 8 – отражающая полимерная оболочка; 9 – защитная оболочка.

оценки возможностей конкретных волоконных лазеров на АС и ФС световодах. С целью повышения мощности введенной накачки нами использовались световоды типа GTWave [13]. Такие световоды представляют собой два или более световода на основе плавленого кварца, помещенные в одну отражающую оболочку из полимера с низким показателем преломления (см. врезку на рис.4). Один из световодов (активный) имеет сердцевину, легированную иттербием, остальные же, выполненные из плавленого кварца (пассивные), находятся по всей длине в оптическом контакте с первым и служат для ввода излучения накачки в активный световод. Экспериментально измеренная длина связи между пассивным световодом и первой оболочкой активного световода составляет около 0.5 м. Выполняющие роль зеркал резонатора БР могут быть записаны на концах активного световода или на отрезках специального световода, приваренного к концам активного (см. рис.4).

Описываемый нами лазер был изготовлен на волоконной структуре типа GTWave с двумя пассивными и одним активным световодом (с ФС сердцевиной) в одной отражающей оболочке. Такая структура с точки зрения поглощения излучения накачки в сердцевине активного световода практически эквивалентна обычному лазерному световоду с двойной оболочкой, роль первой оболочки в котором выполняют три цилиндрических световода, изготовленные из плавленого кварца, причем активный световод касается по образующей обоим пассивным световодам. Эта структура не обладает цилиндрической симметрией, и поэтому не нужно принимать дополнительные меры для обеспечения эффективного поглощения накачки в сердцевине активного световода [14]. Каждый из световодов внутри структуры имел диаметр 125 мкм. Отношение площадей сердцевины и первой оболочки составляло $K \approx 1/900$.

В конструкции лазера на рис.4 на различных длинах волн могут «работать» различные резонаторы. Так, на длине волны генерации, на которую рассчитаны БР, потери в резонаторе определяются в основном коэффициентом отражения выходной БР, который для достижения высокой эффективности генерации обычно выбирается достаточно малым (не более 10 %). Таким образом, потери на резонансных для БР длинах волн составляют ~ 10 дБ. На остальных же длинах волн роль резонатора будут играть, например, торцы волоконного световода с коэффициентом отражения около 3.5 % (потери за обход ре-

зонатора ~29 дБ). При использовании дополнительных мер подавления обратной связи (косой скол торца световода, погружение скола в жидкость с показателем преломления, близким к показателю преломления плавленого кварца, сварка с многомодовым световодом, формирование шарика на конце световода или др.) можно добиться дальнейшего увеличения потерь на каждом из торцов еще на ~20 дБ. Однако такие методы пригодны только для торца световода волоконного лазера, находящегося за глухим зеркалом, и трудно реализуемы для выходного торца (кроме косого скола), т. к. в этом случае сложно сохранить одномодовое излучение на выходе лазера. В лазерах большой длины также играет существенную роль рассеяние назад, которое увеличивает обратную связь. Поэтому полные потери за обход резонатора, по-видимому, трудно сделать больше 49 – 50 дБ на длинах волн вблизи длины волны лазерной генерации.

Для оценки диапазонов генерации волоконных лазеров на основе ФС и АС световодов, легированных Yb³⁺, были выбраны две комбинации потерь за обход резонатора для резонансной и нерезонансной длины волны. Первая комбинация соответствует волоконному лазеру, резонатор которого сформирован высокоотражающей БР с одной стороны и перпендикулярно сколотым торцом световода с другой. Дополнительные потери на нерезонансных длинах волн отсутствуют. В таком случае потери на обход резонатора для резонансной длины волны составят $\gamma(\lambda_r) = 14.5$ дБ, а для нерезонансной – $\gamma(\lambda_{nr}) = 29$ дБ. Вторая комбинация потерь соответствует волоконному лазеру с резонатором, образованным высокоотражающей БР с одной стороны и дополнительной БР, а также перпендикулярно сколотым торцом световода с другой, поэтому потери за обход резонатора для резонансной длины волны составляют $\gamma(\lambda_r) = 10$ дБ. Кроме того, внесенные дополнительные потери на нерезонансных длинах волн увеличили суммарные потери за обход резонатора для λ_{nr} до $\gamma(\lambda_{nr}) = 49$ дБ.

Исходя из указанных выше значений $K^I = 1/300$ (для одиночного световода) и $K^{III} = 1/900$ (для тройного световода) были рассчитаны допустимые диапазоны длин волн генерации для двух приведенных комбинаций резонансных и нерезонансных потерь в зависимости от величины полного поглощения излучения накачки из первой оболочки в одиночном световоде (α_{cl}^I) и в тройном световоде (α_{cl}^{III}). Результаты расчетов для ФС и АС световодов представлены на рис.5 и 6 соответственно.

Для сравнения на обоих рисунках приведена экспериментальная точка, соответствующая лазеру на тройном световоде типа GTWave с ФС сердцевинной, легированной Yb. На полной длине резонатора 28 м поглощение из первой оболочки составляло $\alpha_{cl}^{III}(974.5 \text{ нм}) = 26$ дБ. Довольно большое полное поглощение было выбрано из-за отсутствия термостабилизации источника накачки, что приводило к температурному смещению длины волны излучения накачки от 965 нм на малой мощности до 978 нм на максимальной. При этом эффективное поглощение накачки было менее 26 дБ и лежало в пределах от 25 % от данного значения на малой мощности, повышалось до 65 % на мощности, равной 3/4 от максимальной, и снова снижалось до 40 % на полной мощности (с учетом ширины линии излучения источника накачки). В таких условиях уменьшение длины лазера короче 28 м приводило к существенному снижению эффективности генерации по отношению к введенной мощности. Данный лазер был

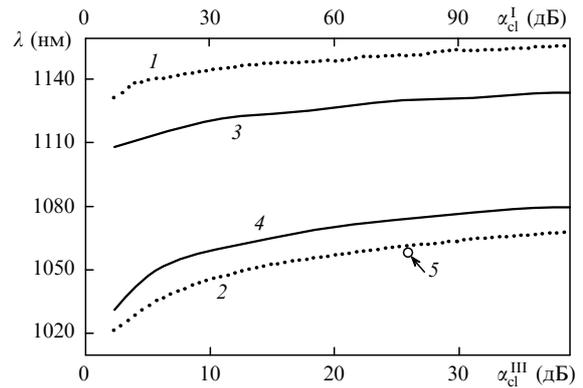


Рис.5. Допустимый диапазон длин волн генерации Yb-лазера на основе АС световода в зависимости от полного поглощения накачки ($\lambda_p = 976$ нм) из первой оболочки для одиночного (α_{cl}^I) и тройного (α_{cl}^{III}) световодов для двух комбинаций резонансных и нерезонансных потерь: кривые 1, 2 – верхняя и нижняя границы диапазона для комбинации потерь $\gamma(\lambda_r) = 10$ дБ, $\gamma(\lambda_{nr}) = 49$ дБ; 3, 4 – верхняя и нижняя границы диапазона для комбинации потерь $\gamma(\lambda_r) = 14$ дБ, $\gamma(\lambda_{nr}) = 29$ дБ; 5 – экспериментальная точка.

предназначен для накачки ВКР-конвертера излучения с заданными параметрами, вследствие чего требовалось достичь эффективной генерации на длине волны $\lambda_0 = 1058$ нм.

Как видно из рис.5, допустимый диапазон генерации иттербиевого лазера на АС световоде лежит в пределах от 1020 до 1155 нм, что существенно шире доступного диапазона генерации лазеров на основе ФС световодов (от 1015 до 1105 нм, см. рис.6). С другой стороны, ФС световоды позволяют достичь более коротких длин волн генерации. Так, при указанном значении поглощения накачки из первой оболочки на 974.5 нм (26 дБ) в лазере на тройном АС световоде нельзя получить генерацию на длине волны $\lambda_0 = 1058$ нм даже для комбинации потерь $\gamma(\lambda_r) = 10$ дБ, $\gamma(\lambda_{nr}) = 49$ дБ. В то же время, в лазере на тройном ФС световоде с таким же поглощением излучения накачки и с такими же потерями генерация на указанной длине волны достигается. В реальном эксперименте с лазером на ФС световоде генерация на длине волны $\lambda_0 = 1058$ нм (при $\alpha_{cl}^{III}(974.5 \text{ нм}) = 26$ дБ) была получена только при использовании БР на выходе резонатора и дополнительном подавлении излучения на нерезонансных длинах волн. Если не использовать дополнительное подавление, то согласно расчетам рис.6, лазерная генерация на длине волны 1058 нм не достижима. Это под-

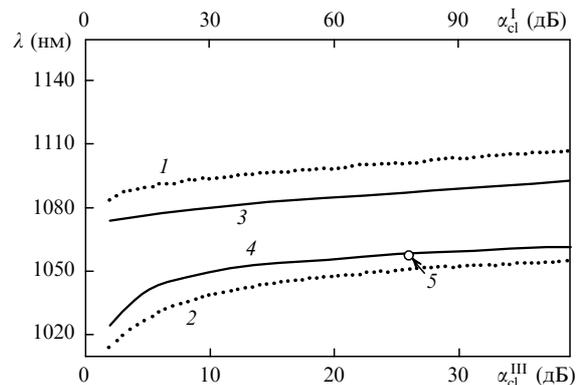


Рис.6. То же, что и на рис.5, для Yb-лазера на основе ФС световода ($\lambda_p = 974.5$ нм).

тверждается экспериментом – генерация возникает не на БР, а на сколах световода на длине волны около 1070 нм.

Представленные на рис.5 и 6 зависимости получены в приближении однородно уширенной линии перехода. В действительности же наряду с однородным уширением в иттербии присутствует и неоднородное уширение, что может не только снижать эффективность генерации, но и приводить к генерации на двух и более длинах волн.

Для сравнения приведем результаты из работы [15], в которой была получена эффективная генерация иттербиевых лазеров на основе одиночных АС световодов на длинах волн от 1049 до 1148 нм. Полное поглощение накачки из первой оболочки лежало в пределах $\alpha_{cl}^1 = 22 - 40$ дБ, а диаметр сердцевины составлял около 6 мкм. С учетом разницы отношения площади сердцевины и первой оболочки ($K = 1/300$ в настоящей работе и $K \approx 1/430$ в [15]), данные работы [15] находятся в согласии с результатами, представленными на рис. 5.

Следует заметить, что при накачке непосредственно в сердцевину либо в первую оболочку малого диаметра (порядка 40 мкм и менее), а также при уменьшении длины резонатора лазера (смещении в сторону начала координат по оси абсцисс на рис.5 и 6), можно на волоконных Yb-лазерах получить генерацию на более коротких длинах волн – вплоть до 980 нм. Такой подход был реализован, например, в работах [16] и [17]. Добиться эффективной генерации на больших длинах волн можно, используя нагрев активного световода, что ведет к изменению сечений лазерного перехода. Так, в работе [18] была получена генерация в волоконном иттербиевом лазере на длине волны 1180 нм при нагреве активного световода до 70 °С.

4. Заключение

Таким образом, нами были измерены спектральные зависимости сечений вынужденных переходов $^2F_{5/2} - ^2F_{7/2}$ ионов Yb³⁺ в АС и ФС световодах. Сечения в максимуме составили: $\sigma_a(974.5 \text{ нм}) = 1.4 \text{ пм}^2$, $\sigma_e(974.5 \text{ нм}) = 1.5 \text{ пм}^2$ в ФС световодах и $\sigma_a(976 \text{ нм}) = 2.7 \text{ пм}^2$, $\sigma_e(976 \text{ нм}) = 3.0 \text{ пм}^2$ в АС световодах. По полученным данным были рассчитаны возможные диапазоны генерации волокон-

ных Yb-лазеров, основанных на ФС и АС световодах с двойной оболочкой, в зависимости от полного поглощения излучения накачки из первой оболочки для различных комбинаций резонансных и нерезонансных потерь.

Авторы выражают благодарность М.В.Яшкову (ИХВВ РАН) за изготовление заготовок световодов, сотрудникам группы С.В.Лаврищева (НЦВО при ИОФ РАН) за проведение количественного анализа заготовок световодов и М.Е.Лихачеву (НЦВО при ИОФ РАН) за помощь при измерениях времени жизни лазерного уровня ионов иттербия.

1. Pask H.M., Carman R.J., Hanna D.C., et al. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **1**, 2 (1995).
2. Paschotta R., Nilsson J., Tropper A.C., Hanna D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1049 (1997).
3. Platonov N.S., Gapontsev D.V., Shumilin V. *CLEO'2002* (Long Beach, CA, 2002, CPDC3).
4. Gapontsev V., Krupke W. *Laser Focus World*, **38** (8), 83 (2002).
5. Nilsson J., Sahu J.K., Grudinin A.B., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4974**, 50 (2003).
6. Mao Y., Deng P., Gan F., et al. *Mater. Lett.*, **57**, 439 (2002).
7. Dai S., Sugiyama A., Hu L., et al. *J. of Non-Cryst. Solids*, **311**, 138 (2002).
8. Takebe H., Murata T., Morinaga K. *J. Am. Ceram. Soc.*, **79**, 681 (1996).
9. McCumber D.E. *Phys. Rev.*, **136**, A954 (1964).
10. Desurvire E. *Erbium-doped Fiber Amplifiers. Principles and Applications* (New York: John Wiley & Sons, 1994).
11. Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Кравцов К.С. и др. *Препринт № 5* (М.: НЦВО при ИОФ РАН, 2004).
12. Barnes W.L., Laming R.I., Tarbox E.J., Morkel P.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1004 (1991).
13. Grudinin A.B., Turner P.W., Codemard C., et al. *ECOC'2002* (Copenhagen, Denmark, 2002, PD1.6).
14. Muendel M.H. *CLEO'1996, OSA Techn. Dig.* (Washington, DC, 1996, p. 209).
15. Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М. и др. *Квантовая электроника*, **30** (9), 791 (2000).
16. Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Paramonov V.M., et al. *Proc. Conf. on Optical Amplifiers and Their Applications* (Stresa, Italy, 2001, OWC2).
17. Grudinin A.B., Nilsson J., Codemard C.A., et al. *Advanced Solid State Photonics 2003, Post deadline Presentations* (San Antonio, Texas, 2003, PD2).
18. Грух Д.А., Курков А.С., Парамонов В.М., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34** (6), 579 (2004).