

Влияние изменения температуры брэгговских решеток на спектральные характеристики волоконного ВКР-лазера

С.А.Бабин, А.С.Курков, В.В.Потапов, Д.В.Чуркин

Измерены изменения выходной мощности и спектра излучения двухкаскадного ВКР-лазера на основе фосфоросиликатного волокна при температурной перестройке волоконных брэгговских решеток (ВБР), образующих вложенные резонаторы (1.26/1.52 мкм). Наблюдаемый спектр выходного излучения плотного резонатора (1.26 мкм) расщеплен на две компоненты, относительные амплитуды которых изменяются при температурной перестройке ВБР. Построена простая аналитическая модель, описывающая уширение и расщепление спектра, а также появление асимметрии при относительной расстройке ВБР. Показано, что эти эффекты приводят к увеличению эффективного коэффициента пропускания плотного резонатора как минимум на порядок, что влияет на выходную мощность ВКР-лазера.

Ключевые слова: волоконный лазер, ВКР-конвертор, волоконная брэгговская решетка, насыщение усиления.

1. Введение

В последнее время ведется активная работа по созданию и исследованию волоконных ВКР-усилителей в области 1.3 и 1.5 мкм и ВКР-лазеров для их накачки на основе как германосиликатных [1, 2], так и фосфоросиликатных [3–6] световодов. Важность подобных систем для современных оптических линий связи очень высока, однако вопросы исследования физических механизмов их работы отражены недостаточно полно.

В [7–9] проведено численное моделирование работы одно-, двух- и многоступенчатых ВКР-лазеров различных конфигураций, целью которого было получение оптимальных характеристик (длина резонатора, коэффициент пропускания выходного зеркала), требуемых для достижения максимальной выходной мощности и максимальной эффективности преобразования. В частности было рассчитано продольное распределение мощности накачки и генерируемых стоксовых компонент внутри резонатора; в предположении независимости мощности от координаты вдоль резонатора получено аналитическое выражение для КПД каждой стадии преобразования излучения [7], объяснен линейный рост выходной мощности конвертора с увеличением мощности накачки и проведена оптимизация экспериментальных установок согласно численным расчетам [8, 9].

В настоящей работе осуществлен анализ спектральных характеристик стоксовых компонент в волоконном ВКР-лазере и их изменения при перестройке рабочей длины волны брэгговских решеток, образующих резонатор, что важно как для понимания физических механизмов генерации, так и для оптимизации параметров лазера.

С.А.Бабин, В.В.Потапов, Д.В.Чуркин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Копытова, 1
А.С.Курков. Центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 20 марта 2003 г.

2. Эксперимент

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Диодный лазер Milon-500 с $\lambda = 0.98$ мкм и максимальной выходной мощностью 8 Вт использовался для накачки волоконного иттербиевого лазера. КПД преобразования многомодового излучения диодного лазера в одномодовое излучение иттербиевого лазера ($\lambda = 1.08$ мкм) составил 56 %. К выходу иттербиевого лазера был приварен волоконный ВКР-конвертор на основе фосфоросиликатного волокна, большой стоксов сдвиг которого (~ 1330 см⁻¹) позволяет получить генерацию в области полтора микрон путем двухступенчатой конверсии излучения иттербиевого лазера [3].

Два вложенных резонатора, образованных волоконными брэгговскими решетками, отражающими на длинах волн 1.26 и 1.52 мкм, обеспечивают следующую схему преобразования излучения: 1.08 → 1.26 → 1.52 мкм. Коэффициент отражения всех решеток превышал 99 %, кроме коэффициента отражения выходной решетки на длину волны 1.52 мкм, который был равен 42 % (2.3 дБ). Для более полного поглощения излучения иттербиевого лазера в выходной каскад решеток была помещена дополнительная решетка на 1.08 мкм с коэффициентом отражения ~ 100 %; таким образом была реализована двухпроходная схема накачки.

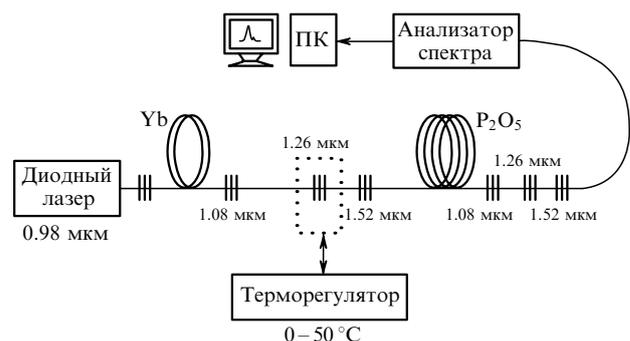


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

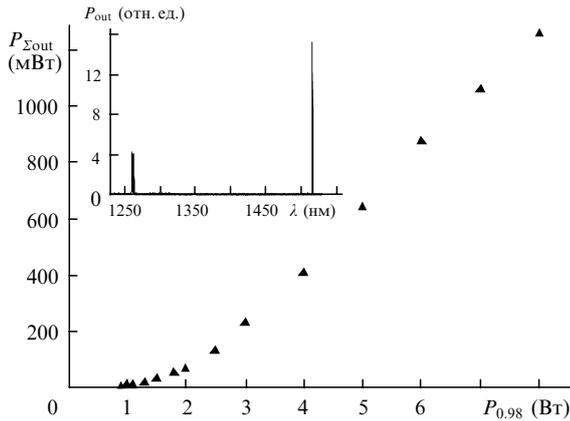


Рис.2. Зависимость суммарной выходной мощности $P_{1.52} + P_{1.26}$ от мощности диодной накачки $P_{0.98}$. На вставке – спектр конвертора при $P_{0.98} = 4$ Вт.

На зависимости выходной мощности конвертора от мощности накачки (рис.2) можно выделить три характерных участка. На первом участке, при мощности накачки $P_{0.98} < 0.75$ Вт, не происходит стокового преобразования частоты, и на выходе регистрируется проходящее излучение накачки с $\lambda_0 = 1.08$ мкм и мощностью не более 1 мВт. При превышении порога для первой стоковой компоненты ($P_{0.98} \geq 0.75$ Вт) возникает генерация на линии с $\lambda = 1.26$ мкм. КПД этого процесса $P_{1.26}/P_{0.98}$ составляет $\sim 8\%$. На третьем участке ($P_{0.98} > 2.5$ Вт) в генерацию выходит вторая стоковая компонента с $\lambda = 1.52$ мкм, и КПД конвертора $P_{1.52}/P_{0.98}$ увеличивается до $\sim 17\%$.

Характерный спектр излучения ВКР-лазера изображен на вставке к рис.2. Спектр выходного излучения с $\lambda_2 = 1.52$ мкм имеет вид узкого пика шириной $\Delta\lambda \leq 0.4$ нм при мощности диодной накачки $P_{0.98} = 4$ Вт; с увеличением мощности накачки $P_{0.98}$ до 8 Вт $\Delta\lambda$ увеличивается до 0.75 нм. Спектр излучения, выходящего из плотного резонатора на длине волны 1.26 мкм, расщеплен на две компоненты, что наблюдалось и ранее (см., напр., [4]). Центральные длины волн определяются длинами волн, на которых брэгговские решетки имеют максимальный коэффициент отражения. Рабочую длину волны решетки можно изменять путем увеличения (уменьшения) температуры решетки или ее растяжением (сжатием).

Мы использовали перестройку брэгговских решеток с помощью термоэлектрических элементов. При изменении температуры входной решетки ΔT в пределах $\pm 25^\circ\text{C}$ (этому соответствует изменение длины волны $\Delta\lambda \simeq \pm 0.25$ нм) симметричная картина спектра (рис.3,а) становится асимметричной (рис.3,б, в). С уменьшением температуры входной решетки происходит искажение спектральной контура, аналогичное искажению, которое вызывается увеличением температуры выходной решетки. При этом суммарная выходная мощность конвертора изменяется незначительно, а мощность на длине волны 1.52 мкм – примерно на 15%–20% (рис.4,б, в). Наибольшие изменения происходят вблизи порога генерации, когда температурной подстройкой решеток можно добиться понижения (повышения) порога или появления (исчезновения) генерации при заданной мощности накачки (рис.4,а). Стоит отметить, что при смещении спектра отражения входной решетки в длинноволновую область (нагрев решетки) максимум мощности, как и ожидается, также сме-

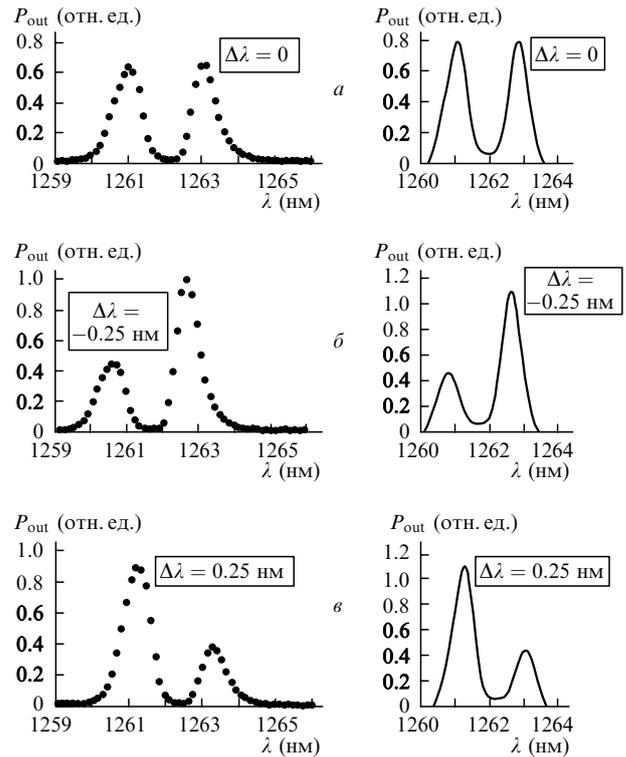


Рис.3. Экспериментальный (слева) и расчетный (справа) спектры выходного излучения с $\lambda = 1.26$ мкм при разных расстройках выходной решетки первого каскада.

щается в длинноволновую область, тогда как при смещении спектра отражения выходной решетки в длинноволновую область максимум выходной мощности смещается, напротив, в коротковолновую область. Температурная перестройка решеток резонатора с длиной волны 1.52 мкм не приводит к заметным изменениям формы спектра генерации ВКР-лазера, а вызывает только незначительный его сдвиг. Отметим, что характерная форма спектра для длины волны $\lambda_1 = 1.26$ мкм (расщепление и асимметрия при расстройке решеток) наблюдается как при мощностях диодной накачки $P_{0.98} < 2.3$ Вт, обеспечивающих генерацию только на длине волны $\lambda_1 = 1.26$ мкм, так и при более высоких мощностях ($P_{0.98} > 2.3$ Вт), при которых генерация осуществляется и на длине волны $\lambda_2 = 1.52$ мкм.

3. Модель

Для объяснения расщепления и асимметрии спектра выходного излучения в плотном резонаторе промежуточного каскада рассмотрим модель генерации однокаскадного волоконного ВКР-лазера. Следуя [7, 10, 11], запишем систему уравнений

$$\frac{dP_0^\pm}{dz} = \mp [k_0 g_0 (P_1^+ + P_1^-) P_0^\pm + \alpha_0 P_0^\pm], \tag{1}$$

$$\frac{dP_1^\pm}{dz} = \pm [g_0 (P_0^+ + P_0^-) P_1^\pm - \alpha_1 P_1^\pm],$$

где P_0^\pm , P_1^\pm – мощности волны накачки и стоковой волны соответственно, распространяющихся в положительном (+) и отрицательном (–) направлениях оси z ; $k_0 = \lambda_1/\lambda_0$ – отношение длин волн стоковой компоненты

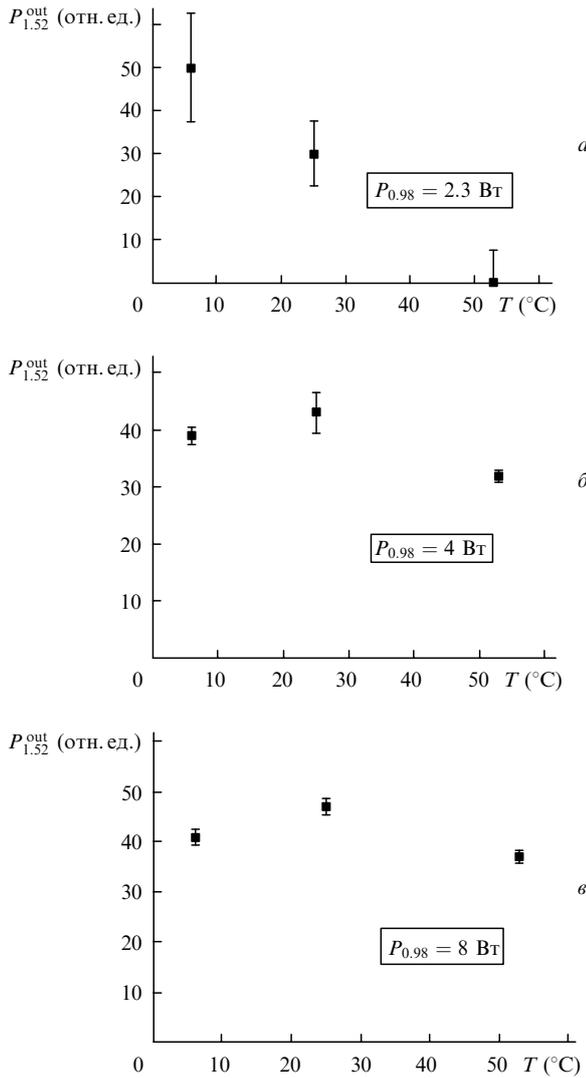


Рис.4. Зависимости выходной мощности $P_{1.52}^{out}$ от температуры решетки T при разных мощностях диодной накачки $P_{0.98}$.

и накачки; α_i – коэффициент поглощения; g_0 – коэффициент рамановского усиления световода.

Систему уравнений (1) необходимо дополнить граничными условиями: величиной мощности накачки P_0^{in} на входе в ВКР-лазер и условиями отражения излучения от брэгговских решеток. В предположении полного отражения излучения накачки от выходной решетки на 1.08 мкм получаем

$$\begin{aligned}
 P_1^-(l, \lambda) &= R_2(\lambda)P_1^+(l, \lambda), \\
 P_1^+(0, \lambda) &= R_1(\lambda)P_1^-(0, \lambda), \\
 P_0^+(l) &= P_0^-(l), \\
 P_0^{in} &= P_0^+(0) + P_0^-(0).
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Здесь $R_1(\lambda)$ и $R_2(\lambda)$ – спектральные профили отражения входной и выходной решеток; l – длина резонатора.

Численные расчеты, проведенные в работе [7], показывают, что величина $2P_1 = (P_1^+ + P_1^-)$ слабо зависит от z . Тогда, полагая $P_1 = \text{const}$, интегрируем систему (1) при заданных граничных условиях (2). Искомая внутрирезо-

наторная мощность $P_1(\lambda)$ является решением трансцендентного уравнения

$$\begin{aligned}
 &[2k_0g_0P_1 + \alpha_0][\alpha_1l - (1/2)\ln(R_1R_2)] \\
 &= g_0P_0^{in} \tanh[2k_0g_0P_1 + \alpha_0]l.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Даже при незначительном превышении мощности накачки над порогом генерации стоксовой компоненты величина $(2k_0g_0P_1 + \alpha_0)l$ является большой, поэтому $\tanh[2k_0g_0P_1 + \alpha_0]l \approx 1$ и внутрирезо-наторная мощность выражается следующим образом:

$$P_1 = \frac{P_0^{in}/(2k_0)}{\alpha_1l - (1/2)\ln(R_1R_2)} - \frac{\alpha_0}{2k_0g_0}.
 \tag{4}$$

При этом, как и в случае обычного лазера, можно ввести насыщенный коэффициент усиления g для стоксовой волны:

$$g(P_1) = g_0 \left(1 + \frac{2k_0g_0}{\alpha_0} P_1 \right)^{-1}.
 \tag{5}$$

Тогда формула (4) следует из условия равенства усиления и потерь при полном обходе резонатора со средней мощностью накачки $P_0 = P_0^{in}/(2\alpha_2l)$. Отметим, что насыщение коэффициента усиления для стоксовой волны с ростом ее мощности P_1 обусловлено истощением накачки ($P_0^{out} < P_0^{in}$). Предполагая, что уширение линии ВКР является неоднородным и генерация мод с разными λ происходит независимо, можно получить спектральную зависимость мощности $P_1(\lambda)$, зная спектральную зависимость коэффициентов отражения входной и выходной брэгговских решеток $R_1(\lambda)$ и $R_2(\lambda)$. Выходная мощность P_{out} есть произведение внутрирезо-наторной мощности P_1 на коэффициент пропускания выходной решетки $(1 - R_2)$:

$$P_{out}(\lambda) = P_1(\lambda)[1 - R_2(\lambda)].
 \tag{6}$$

Спектральная характеристика решеток $R_i(\lambda)$ определялась аппроксимацией экспериментально измеренного спектра пропускания решетки (рис.5). Характерная ширина линии усиления ВКР составляет ~ 10 нм [8], поэтому в первом приближении g_0 можно считать константой на масштабах $\Delta\lambda \sim 1$ нм. Фосфоросиликатное волокно, использовавшееся в эксперименте, имеет следую-

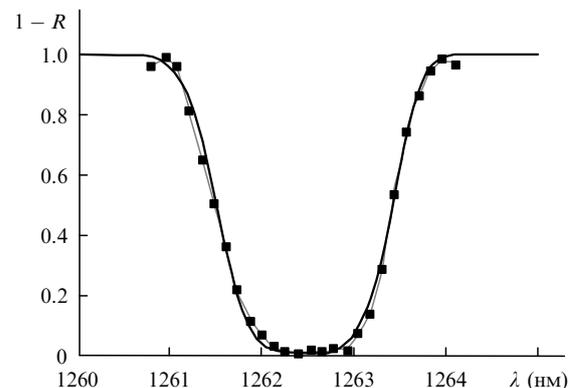


Рис.5. Спектр пропускания решетки.

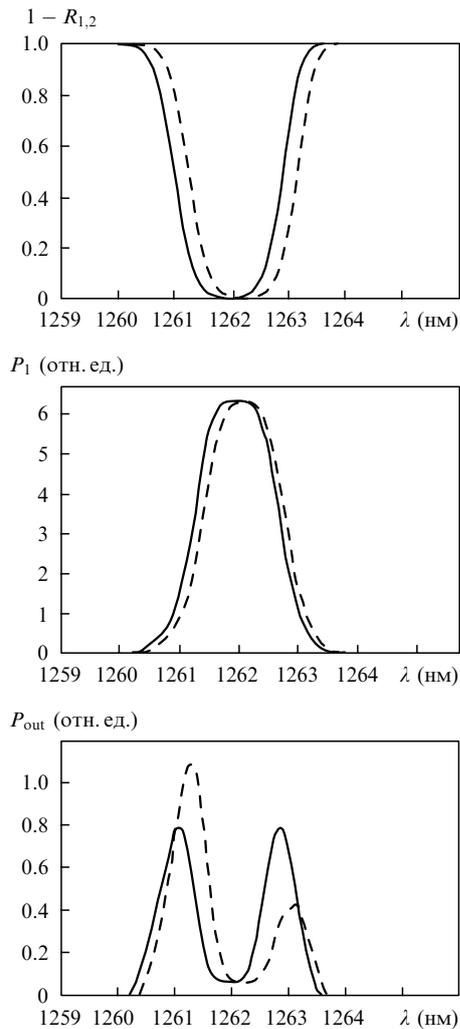


Рис.6. Расчетные спектры пропускания решеток $1 - R_{1,2}$ (а), внутрирезонаторной мощности P_1 (б) и выходного излучения P_{out} (в) при $R_1^{max} = R_2^{max} = 99\%$. Сплошная линия – спектры входной и выходной решетки совпадают ($\Delta\lambda = 0$); штриховая линия – спектр выходной решетки $R_2(\lambda)$ смещен на $\Delta\lambda = 0.25$ нм.

щие коэффициенты оптических потерь и рамановского усиления: $\alpha_0 = 1.8$ дБ/км, $\alpha_1 = 0.92$ дБ/км, $\alpha_2 = 1$ дБ/км; $g_0 = 5.6$ дБ·км⁻¹·Вт⁻¹ и $g_1 = 4.1$ дБ·км⁻¹·Вт⁻¹. Спектр выходного излучения, рассчитанный формуле (4), представлен на рис.3, а–в для соответствующих условий эксперимента. Как и в эксперименте, в модели при смещении спектра выходной решетки в длинноволновую область максимум генерации смещается в противоположную сторону.

4. Обсуждение и выводы

Полученные спектры допускают простую качественную интерпретацию (рис.6). Если входная и выходная решетки центрированы на одну и ту же длину волны (рис.6,а), то и контур внутрирезонаторной мощности будет центрирован на эту же длину волны (рис.6,б). При этом для тех длин волн, для которых внутрирезонаторная мощность максимальна, коэффициент пропускания выходной решетки для плотного резонатора близок к нулю и, следовательно, мощность излучения, выходящего из резонатора, будет незначительной. Для длин волн, на которых коэффициент пропускания близок к единице,

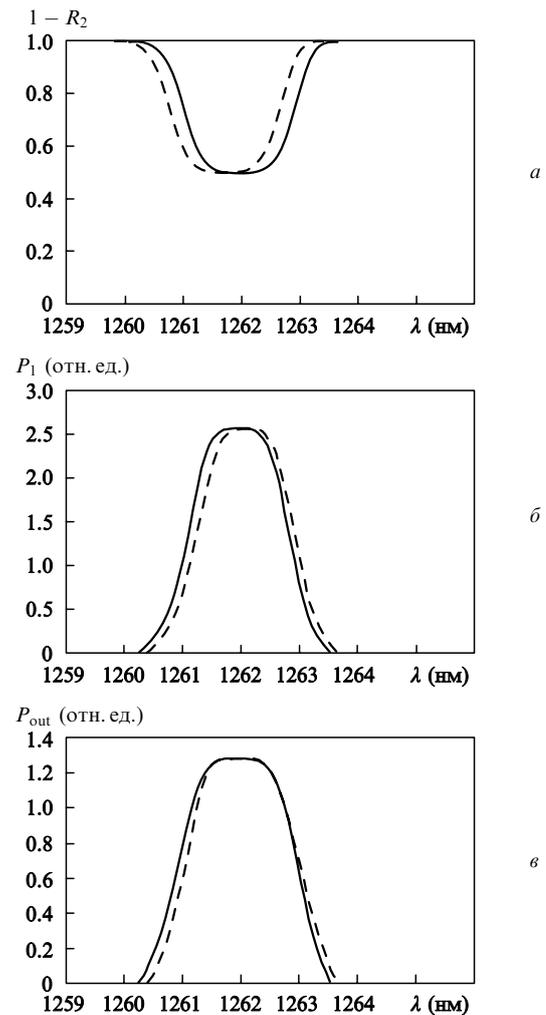


Рис.7. Расчетные спектры пропускания решетки $1 - R_2$ (а), внутрирезонаторной мощности P_1 (б) и выходного излучения P_{out} (в) при $R_1^{max} = 99\%$, $R_2^{max} = 50\%$. Сплошная линия – спектр выходной решетки $R_2(\lambda)$ не смещен относительно спектра входной решетки ($\Delta\lambda = 0$), штриховая линия – спектр выходной решетки $R_2(\lambda)$ смещен на $\Delta\lambda = 0.25$ нм относительно $R_1(\lambda)$.

внутрирезонаторная мощность близка к нулю, поэтому и для этих длин волн выходная мощность также будет незначительной.

Пики в спектре выходной мощности находятся между этими двумя крайними положениями и определяются оптимальным коэффициентом пропускания выходной решетки, который достигается на двух длинах волн, симметричных относительно центральной длины волны решетки, т. е. спектр выходного излучения расщепляется (сплошная кривая на рис.6).

При изменении температуры выходной решетки ее спектральный контур смещается относительно спектрального контура входной решетки (рис.6,а) (выходная решетка смещена на $\Delta\lambda = 0.25$ нм в длинноволновую область), при этом контур внутрирезонаторной мощности (рис.6,б) также смещается в длинноволновую область, но на меньшую (в два раза) величину.

Таким образом, из-за разного смещения спектральных контуров внутрирезонаторной мощности и коэффициента пропускания выходной решетки спектр выходного излучения становится асимметричным (рис.6,в). При этом смещение выходной решетки в длинноволновую область, против ожидания, приводит к росту мощ-

ности левого пика, поскольку для него оптимальное пропускание достигается при большой внутриврезонаторной мощности, что и наблюдается в эксперименте. Иная ситуация реализуется, если мы перестраиваем входную решетку. В этом случае направление смещения максимума мощности совпадает с направлением смещения контура входной решетки. Отметим, что при замене выходной высокоотражающей решетки решеткой с коэффициентом отражения $\sim 50\%$ расщепление в спектре исчезает (рис.7). Подобным образом выглядит спектр выходной мощности второй стоксовой компоненты на длине волны 1.52 мкм. При синхронном сдвиге входной и выходной решеток осуществляется перестройка частоты излучения без изменения формы спектра.

Принципиально важно, что при большом превышении над порогом краевые эффекты вносят существенный вклад в характеристики конвертора, и интегральный (по всем λ) коэффициент отражения решетки существенно отличается от максимального; при относительной спектральной расстройке решеток этот эффект усиливается. Оценка дает увеличение эффективного пропускания как минимум на порядок. Этот эффект должен влиять на порог и мощность генерации второй стоксовой компоненты $P_{1.52}$ (см. рис.4).

Таким образом, в работе экспериментально исследованы спектральные характеристики двухступенчатого волоконного ВКР-конвертора при относительной перестройке спектра брэгговских решеток, образующих резонатор. Объяснены расщепление и асимметрия спектра в плотном резонаторе, оценено изменение эффективного пропускания решетки из-за краевых эффектов. Следует отметить, что используемая модель является достаточно грубой: поскольку насыщение коэффициента рамановского усиления в ней определяется истощением накачки, генерация на разных спектральных компонентах не будет

независимой. Могут также проявляться и другие механизмы насыщения, но результаты не изменятся, если при этом справедливо феноменологическое выражение типа $g(P_1) \simeq g_0/(1 + P_1/P_1^0)$, где $P_1^0(\alpha_0, g_0, l, \dots)$ – характерная мощность насыщения.

Авторы выражают благодарность Е.В.Подивилу за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом СО РАН.

1. Дианов Е.М., Фурса Д.Г., Абрамов А.А., Беловолов М.И., Бубнов М.М., Шипулин А.В., Прозоров А.М., Девятых Г.Г., Гурьянов А.Н., Хопин В.Ф. *Квантовая электроника*, **21**, 807 (1994).
2. Grubb S.G., Erdogan T., Mizrahi V., Strasser T., Cheung W.Y., Reed W.A., Lemaire P.J., Miller A.E., Kosinski S.G., Nykolak G., Beker P.C., Peckham D.W. In: *Proc. Top. Meet. Opt. Ampl. Appl.* (USA, Breckenridge, 1994, PD-3).
3. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Plotnichenko V.G., Koltashev V.V., Belov A.V., Bubnov M.M., Semjonov S.L., Prokhorov A.M. *Electron. Lett.*, **33**, 1542 (1997).
4. Kartov V.I., Dianov E.M., Paramonov V.M., Medvedkov O.I., Bubnov M.M., Semyonov S.L., Protopopov V.N., Egorova O.N., Hopin V.F., Guryanov A.N., Bachynski M.P., Clements W.R.L. *Opt. Lett.*, **24**, 887 (1999).
5. Kim N.S., Prabhu M., Li C., Song J., Ueda K. *Opt. Commun.*, **176**, 219 (2000).
6. Курков А.С., Парамонов В.М., Егорова О.Н., Медведков О.И., Дианов Е.М., Залевский И.Д., Гончаров С.Е. *Квантовая электроника*, **32**, 747 (2002).
7. Буфетов И.А., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **30**, 873 (2000).
8. Kurukitkoson N., Sugahara H., Turitsyn S.K., Egorova O.N., Kurkov A.S., Paramonov V.M., Dianov E.M. *Electron. Lett.*, **37**, 1281 (2001).
9. Rini M., Cristiani I., Degiorgio V., Kurkov A.S., Paramonov V.M. *Opt. Commun.*, **203**, 139 (2002).
10. Auyeung H., Yariv A. *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 803 (1979).
11. Rini M., Cristiani I., Degiorgio V. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **36**, 1117 (2000).