

УДК 621.373.826.038.823

ГЕНЕРАЦИЯ СТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ В ПОЛЕ ДВУХ ПОЧТИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН НАКАЧКИ В КОМБИНАЦИОННО-АКТИВНОЙ СРЕДЕ

В. Ф. Ефимков, И. Г. Зубарев, С. И. Михайлов, В. Б. Соболев

Рассмотрена схема ВКР-генератора с обратной связью, осуществляемой за счет четырехволнового взаимодействия. Показано, что генераторы данного типа могут обладать низкой пороговой интенсивностью накачки. Предложен ряд вариантов практической реализации таких ВКР-генераторов.

В настоящее время для получения стоксовых волн при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) используется целый ряд устройств, которые по принципу действия можно разделить на два класса: 1 – ВКР, развивающееся из спонтанных шумов за один проход при фокусировке излучения накачки или без таковой в объем активной среды [1]; 2 – ВКР при генерации стоксова излучения в резонаторе с активной средой [2]. Не вдаваясь в подробности отметим, что в первом случае, несмотря на простоту получения ВКР, динамический диапазон работы системы обычно невелик либо из-за пробоя активной среды, либо из-за появления второй и более высоких стоксовых компонент. Во втором случае энергетический КПД ввиду потерь в резонаторе обычно не превышает десятка процентов, а получение излучения только на первой стоксовой компоненте затруднено из-за процесса каскадной генерации. Между тем, развитие методов обращения волнового фронта позволяет перенести ряд принципов, развитых для ОВФ с малым частотным сдвигом или вообще без сдвига для создания ВКР-генераторов нестандартного типа. В [3] предложен и реализован петлевой ВКР-генератор в котором происходит автоматическая пространственная фильтрация высших стоксовых компонент на зеркале параметрической обратной связи, а энергетический КПД достаточно высок. В данной работе рассмотрен другой тип ВКР-генератора, являющегося физическим аналогом схемы взаимного ОВФ встречных пучков с использованием фоторефрактивной нелинейности [4].

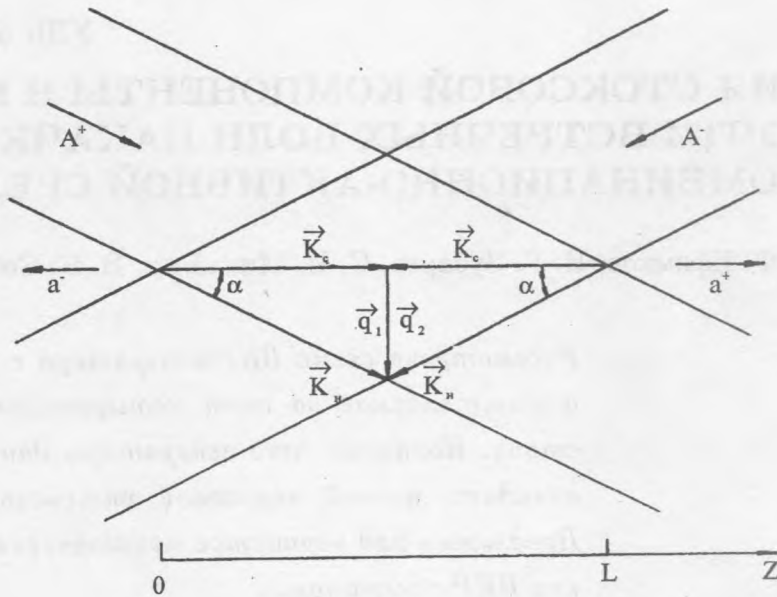


Рис. 1. Принципиальная схема ВКР-генератора с почти встречными волнами накачки.

Пусть пучки накачки A^+ и A^- распространяются под углом α к линии распространения строго встречных волн стоксова сигнала a^+ и a^- (см. рис. 1). Каждая пара взаимодействующих волн A^+, a^+ и A^-, a^- создает в активной среде свою решетку молекулярных колебаний q_1 и q_2 соответственно. Если угол α удовлетворяет условию $\alpha = \arccos(|K_c|/|K_n|)$, где K_c и K_n - соответственно волновые векторы стоксовой волны и волны накачки, то волновые векторы молекулярных колебаний совпадают: $q_1 = q_2$ (рис. 1), т.е. в этом случае обе пары взаимодействующих волн создают общую решетку молекулярных колебаний.

В приближении заданного поля накачки рассматриваемый случай описывается следующей стационарной системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{da^+}{dz} = \frac{g}{2}(|A^+|^2 + |A^-|^2)a^+ + \frac{g}{2}A^+A^{-*}a^- \\ \frac{da^-}{dz} = -\frac{g}{2}(|A^+|^2 + |A^-|^2)a^- - \frac{g}{2}A^-A^{+*}a^+ \end{cases} \quad (1)$$

Решая систему (1) с граничными условиями $a^+(0) = 0$, $a^-(L) = 0$, можно получить условие существования ненулевых решений, т.е. наличия стационарной генерации. В нашем случае оно записывается в виде

$$\Gamma = gIL > \Gamma_{nop}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{nop} = gI_{nop}L = \frac{1+p}{\sqrt{p^2+p+1}} \ln \frac{1+p+\sqrt{p^2+p+1}}{1+p-\sqrt{p^2+p+1}},$$

где Γ , Γ_{nop} – инкремент усиления и пороговый инкремент соответственно, g – стационарный коэффициент усиления на ВКР, $I = |A^-|^2 + |A^+|^2$ – суммарная интенсивность волн накачки, L – длина области взаимодействия и $p = |A^+|^2/|A^-|^2$. Из (2) следует, что при $p = 1$ пороговый инкремент генерации принимает минимальное значение и равен $\Gamma_{nop} \simeq 3$. Следует отметить слабую зависимость порогового инкремента Γ_{nop} от параметра p : так при изменении p от 0,1 до 10 он изменяется в диапазоне 4 – 3 – 4. Если нормально к направлению распространения стоковых волн (рис. 1) установить 100% (для стокова сигнала) зеркало, то это приведет к снижению порога в два раза.

В случае некогерентных накачек в системе (1) исчезают члены вида $|A^-|^2 a^+$ и $|A^+|^2 a^-$, отвечающие усилению в поле встречной ("чужой") накачки. Аналогичные изменения происходят и в случае асимметрии усиления "вперед" и "назад" для ВКР на вращательных переходах, а система (1) становится полностью аналогичной использованной при анализе двойного ОВФ в фоторефрактивных кристаллах [4]. Условие для порогового инкремента при некогерентных накачках приобретает вид

$$\Gamma_{nop} = 2 \frac{1+p}{1-p} \ln p.$$

Видно, что в этом случае пороговый инкремент также слабо зависит от параметра p в указанных выше пределах и принимает минимальное значение $\Gamma_{nop \min} = 4$.

Несмотря на малый пороговый инкремент усиления, практическая реализация данной схемы в "чистом" виде затрудняется довольно большими значениями угла α , что приводит к малой длине активной области взаимодействия. Так, например, при $\lambda_n = 1,06$ мкм и ВКР на вращательных переходах в водороде со сравнительно малым стоковым сдвигом ($\lambda_c = 1,13$ мкм) получаем $\alpha \simeq 0,35$, а длина области взаимодействия всего лишь в 3 раза больше диаметра пучка. Поэтому, по всей вероятности, подобный генератор проще реализовать в видимой или ближней ультрафиолетовой области спектра. Так для эксимерного $XeCl$ лазера с $\lambda_n \sim 0,3$ мкм в качестве источника накачки $\alpha \simeq 0,2$. Помимо этого для увеличения длины взаимодействия можно использовать светопровод, а для ввода излучения под нужными углами – кольцевую растровую систему (рис. 2а). При этом система уравнения (1) преобразуется в

$$\frac{da^+}{dz} = \frac{g}{2} I_n a^+ + \frac{g}{2} \sum_1^N A_i^+ A_i^{-*} a^- \quad (3)$$

$$\frac{da^-}{dz} = -\frac{g}{2} I_n a^- + \frac{g}{2} \sum_1^N A_i^{+*} A_i^- a^+.$$

Здесь A_i^+ , A_i^- – Фурье-компоненты пространственных распределений накачки, находящиеся в пространственном резонансе, а N – их число. Введем обозначение $\sum_1^N A_i^+ A_i^{-*} = K$. Тогда, исходя из (3), можно получить уравнение, из которого определяется величина порогового инкремента:

$$(\lambda_1 - \frac{g}{2}I)(\lambda_2 + \frac{g}{2}I)\exp(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot L = \left(\frac{g}{2}\right)^2 |K|^2, \quad (4)$$

где $I = \sum_1^N |A_i^+|^2 + \sum_1^N |A_i^-|^2 = I^+ + I^-$, $\lambda_{1,2} = \pm \frac{g}{2} \sqrt{I^2 - |K|^2}$.

Оценим величину порогового инкремента для случаев а) и б), изображенных на рис. 2. В случае а) одна из накачек представляет собой плоскую волну. Тогда, положив для определенности $|A_1^+|^2 \neq 0$, $|A_{i \neq 1}^+|^2 = 0$, а также считая амплитуды $|A_i^-|$ примерно одинаковыми, получим, исходя из определения K , $|K|^2 \simeq \frac{I^+ I^-}{N} \ll I$. Отсюда для порогового инкремента имеем

$$\Gamma_{nop} \simeq \ln 4(1 + N)^2. \quad (5)$$

В случае б) имеет место произвольная сфазированность компонент A_i^+ и A_i^- , поэтому, проведя усреднение по ансамблю реализаций, получим

$$\langle \Gamma_{nop} \rangle \simeq \ln \frac{4(1+p)^2}{p} N; \quad \langle |K|^2 \rangle = \frac{I^+ I^-}{N} \ll I, \quad (6)$$

где $p = I^+/I^-$. Проведем численные оценки для $N = 4$, что может быть реализовано для светопровода квадратного сечения. Тогда для а) $\Gamma_{nop} \simeq 4,6$, а для б) при $p = 1$ $\Gamma_{nop} \simeq 4$.

Однако для практической реализации наиболее приемлемым представляется вариант обычного ВКР-усилителя с параметрическим зеркалом, представленный на рис. 2в. Для анализа воспользуемся системой (1) и граничными условиями $a^+(0) = 0$, $a^-(L) = a^+(L)e^{\Gamma} \cdot e^{i\theta}$, где Γ – инкремент усиления ВКР-усилителя, (см. рис. 2в), θ – набег фазы за двойной проход до 100% зеркала и обратно. Уравнение баланса амплитуд имеет вид

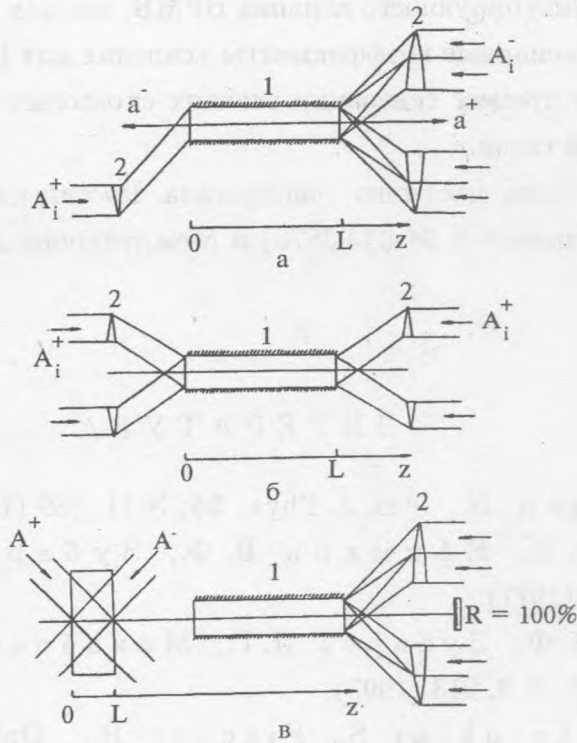


Рис. 2. Варианты практической реализации ВКР-лазера. а) Пространственный резонанс пучка накачки A_1^+ с встречным пучком A_1^- . б) Симметричная схема. в) Комбинированный вариант: 1 – светопровод, 2 – растровая или иная схема ввода накачки.

$$\exp(\lambda_1 - \lambda_2)L = \frac{A^+A^{-*} + e^{-\Gamma}e^{-i\theta}(I + \sqrt{I^2 - |A^+|^2|A^-|^2})}{A^+A^{-*} + e^{-\Gamma}e^{-i\theta}(I - \sqrt{I^2 - |A^+|^2|A^-|^2})} \quad (7)$$

Из (7) можно получить выражение для порогового инкремента. При $e^\Gamma \gg 1$, $\theta = \arg(A^+A^{-*})$ и $|A^+|^2 = |A^-|^2$ оно имеет вид

$$\Gamma_{nop} = 2 \cdot e^{-\Gamma} < 1. \quad (8)$$

Рассмотренный в данной работе принцип построения ВКР-генераторов и предложенные схемы его реализации могут на практике позволить получать монохроматическое излучение на частоте 1-ой стоксовой компоненты в таких активных средах, где использование длинных монохроматических импульсов в качестве источника накачки

затруднено ввиду конкурирующего влияния ВРМБ, так как в используемых обычно активных средах стационарные коэффициенты усиления для ВРМБ превышают таковые для ВКР. При этом процесс генерации высших стоксовых компонент подавлен ввиду отсутствия обратной связи.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект N 94-02-03875) и Международным научным фондом (грант NA4000).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bloembergen N., Am. J. Phys., **35**, N 11, 989 (1967).
- [2] Грасюк А. З., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г. и др., Труды ФИАН, **91**, 116 (1977).
- [3] Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Михайлов С. И. и др., Квантовая электроника, **20**, N 3, 213 (1993).
- [4] Weiss S., Sternklar S., Fischer B., Opt. Lett., **12**, N 2, 114 (1987).

Поступила в редакцию 20 февраля 1995 г.