

УДК 621—373.7

А. И. КОВРИГИН, П. В. НИКЛЕС, А. С. ПИСКАРСКАС, Т. Г. ПЧЕЛИНЦЕВА

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА СВЕТА С ОДНОМОВОЙ НАКАЧКОЙ

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования спектральной структуры излучения резонаторных параметрических генераторов света.

Созданные в последнее время перестраиваемые параметрические генераторы света (ПГС) [1—4] открыли реальную возможность использования мощного перестраиваемого излучения для резонансного воздействия на вещество. В связи с этим становится актуальным монохроматизация излучения ПГС и стабилизация его частоты.

Проведем анализ процессов, формирующих спектр излучения ПГС в приближении плоской и монохроматической волны накачки с последующим учетом реальных параметров.

Отличительной особенностью параметрического резонатора, как и всех резонаторов оптического диапазона, является его многомодовость. Эта особенность, с одной стороны, является нежелательной, так как она приводит к уширению спектра по сравнению с простейшим случаем возбуждения одной моды. С другой стороны, в многомодовом резонаторе ограничение на частоты параметрических волн оказывается менее жестким. Это, как мы увидим, позволяет получить уверенную генерацию, не применяя специальной подстройки резонатора на частоты генерации. Порог генерации будет минимальным в том случае, если параметрически возбуждаемые частоты ω_1 и ω_2 , удовлетворяющие условиям

$$\omega_H = \omega_1 + \omega_2 \quad (1) \quad \text{и} \quad \vec{k}_H = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (2)$$

совпадут с собственными частотами параметрического резонатора

$$\Omega_{1i} = \frac{i\pi c}{ln_1}, \quad (3) \quad \Omega_{2j} = \frac{j\pi c}{ln_2}, \quad (4)$$

где ω_H — частота накачки, \vec{k}_H , \vec{k}_1 , \vec{k}_2 — волновые вектора взаимодействующих волн, i, j — целые числа, l — длина резонатора, n_1, n_2 — показатели преломления нелинейного кристалла на частоте ω_1 и ω_2 .

Существенное влияние на спектральный характер излучения ПГС имеют также дисперсионные свойства резонатора ПГС, которые обуславливают неэквидистантность мод Ω_{1i} и Ω_{2j} . Если рассматривается

взаимодействие $eo-e$, неэквидистантность мод является ярко выраженной. В дальнейшем рассмотрим случай, в котором параметрическая волна с индексом 1 — необыкновенная, а с индексом 2 — обыкновенная.

Для проведения анализа спектральных характеристик ПГС можно считать, что общая ширина генерируемого спектра определяется полу-

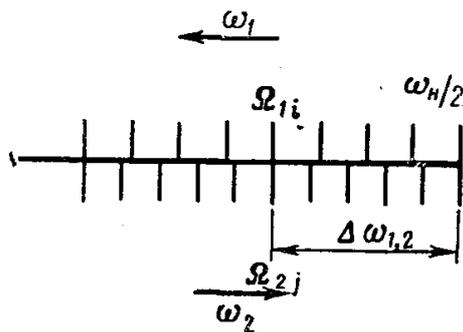


Рис. 1. Расположение параметрических мод на частотах, отличающихся поляризацией относительно собственных мод резонатора

шириной линии параметрического усиления. Дополнительное уширение обусловлено также конечной угловой расходимостью накачки и векторным взаимодействием. Пусть Ω_{1i} и Ω_{2j} удовлетворяют условию параметрического взаимодействия (1) (на рис. 1 это означает совпадение мод Ω_{1i} и Ω_{2j}). Тогда другое ближайшее «совпадение» собственных мод резонатора произойдет через спектральный интервал $\Delta\omega_{1,2}$, который определяется неэквидистантностью мод на частотах Ω_1 и Ω_2 . В предположении, что неэквидистантность мод мала по сравнению с расстояниями между самыми модами, расчет дает следующее выражение для $\Delta\omega_{1,2}$:

$$\Delta\omega_{1,2} = \frac{\pi c}{l(n_2^0 - n_1^e) + \left(\omega_2 \frac{dn_1^0}{d\omega} - \omega_1 \frac{dn_1^e}{d\omega}\right)}, \quad (5)$$

где l — длина резонатора, n_1^e , n_2^0 — показатели. Результаты расчета интервала

$\Delta\lambda_{1,2} = \frac{\lambda_{1,2}^2}{2\pi c} \Delta\omega_{1,2}$ между совпадениями в длинах волн для различных типов взаимодействия в кристалле КДР при длине волны накачки $\lambda_n = 0,53 \text{ мк}$ представлены в табл. 1.

Таблица 1

Взаимодействие	$eo-e$		$oe-e$		$oo-e$	
	$\Delta\lambda_1$	$\Delta\lambda_2$	$\Delta\lambda_1$	$\Delta\lambda_2$	$\Delta\lambda_1$	$\Delta\lambda_2$
$\kappa=0,5$	$3,1\text{Å}$	$3,1\text{Å}$	$3,1\text{Å}$	$3,1\text{Å}$	—	—
$\kappa=0,4907$	$3,2\text{Å}$	$3,0\text{Å}$	$3,2\text{Å}$	$2,9\text{Å}$	140Å	130Å
$\kappa=0,4608$	$3,7\text{Å}$	$2,7\text{Å}$	$3,5\text{Å}$	$2,5\text{Å}$	$33,1\text{Å}$	24Å

При этом $\kappa = \frac{\lambda_n}{\lambda_1}$. Значительное отличие величины $\Delta\lambda_{1,2}^{oo-e}$ от $\Delta\lambda_{1,2}^{eo-e}$ связано с тем, что для взаимодействия $eo-e$ основное влияние на величину интервала совпадений оказывает разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн, а для $oo-e$ (где обе параметрические волны являются обыкновенными) — дисперсия. Естественно, что ввиду дискретного характера набора собственных частот резонатора Ω_{1i} и Ω_{2j} понятие совпадения мод имеет условный характер.

Так как пороговая мощность возникновения генераций в ПГС определяется произведением добротностей Q_1 и Q_2 , в качестве критерия совпадения для оценок естественно положить уменьшение $Q_1 Q_2$ на $1/2$

от своей максимальной величины, соответствующей точному совпадению. Таким образом, излучение ПГС должно состоять из нескольких полос, расстояние между центрами которых определяется $\Delta\omega_{1,2}$. Тонкая структура спектра в каждой полосе определяется расстояниями $\Delta\Omega_{1,2}$ между модами резонатора ПГС¹. Число мод m в отдельной группе можно оценить, исходя из вышеуказанного критерия (рис. 2),

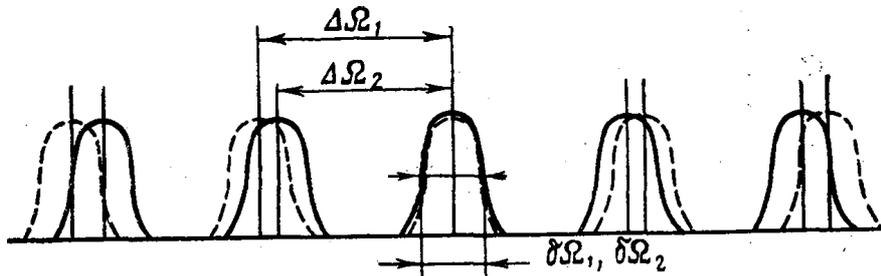


Рис. 2. К проблеме тонкой структуры линии генерации в ПГС

$$m = \frac{1(\delta\Omega_1 + \delta\Omega_2)}{2(\Delta\Omega_1 - \Delta\Omega_2)}, \quad (6)$$

где $\Delta\Omega_1$ и $\Delta\Omega_2$ — расстояние между модами резонатора ПГС соответственно на частоте ω_1 и ω_2 и $\delta\Omega_1, \delta\Omega_2$ — полуширины мод ПГС.

Полученные нами формулы можно упростить. Основанием для такого упрощения служит то, что для взаимодействия $eo - e$ разность $(n_2^0 - n_1^e)$ достаточна велика, а дисперсией можно пренебречь.

$$\Delta\omega_{0,2}^{eoe} = \frac{\pi c}{l(n_2^0 - n_1^e)} \quad (7)$$

или

$$\Delta\lambda_{1,2}^{eoe} \approx \frac{\lambda_{1,2}^2}{2l(n_2^0 - n_1^e)}. \quad (8)$$

Для числа m , характеризующего тонкую структуру полос соответственно, получим

$$m = (\delta\Omega_1 + \delta\Omega_2) \frac{l(n_1^e n_2^0)}{\pi c(n_2^0 - n_1^e)}. \quad (9)$$

В качестве иллюстрации рассчитаем спектральную структуру излучения ПГС на кристалле КДР с накачкой от второй гармоники неодимового лазера. Для расчета примем длину резонатора $l = 4$ см, $\lambda_H = 0,53$ мк, $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1,06$ мк, добротность резонатора обоих параметрических волн $Q \approx 10^6$ ($\delta\Omega_{1,2} = \frac{\lambda_{1,2}}{Q_{1,2}}$).

В случае взаимодействия $eo - e$ ширина линии параметрической люминесценции незначительна [5] и основной вклад в общую ширину спектра излучения ПГС вносит угловая расходимость накачки. Число полос N при этом можно рассчитать из следующего соотношения:

$$(N - 1) \Delta\omega = \omega_n \frac{\partial \kappa}{\partial \alpha} \Delta\alpha, \quad (10)$$

где $\frac{\partial \kappa}{\partial \alpha}$ — крутизна перестроечных кривых, а $\Delta\alpha$ — угловая расходимость накачки.

¹ Эффект возникновения отдельных линий с тонкой структурой в спектре излучения ПГС впервые обсуждался Джордмайном и Миллером в работе [5].

Получим следующие данные: расстояние между группами мод $(\Delta\lambda_{1,2}) = 3 \text{ \AA}$, число групп $(N) = 3$, число мод в группе $(m) = 10$, расстояние между собственными модами резонатора $(\Delta\Omega_{1,2}) = 0,1 \text{ \AA}$.

Экспериментальное исследование спектральных характеристик излучения ПГС проводилось на установке, блок-схема которой представлена на рис. 3 (1 — ОКГ) на стекле с неодимом, работающий в одно-

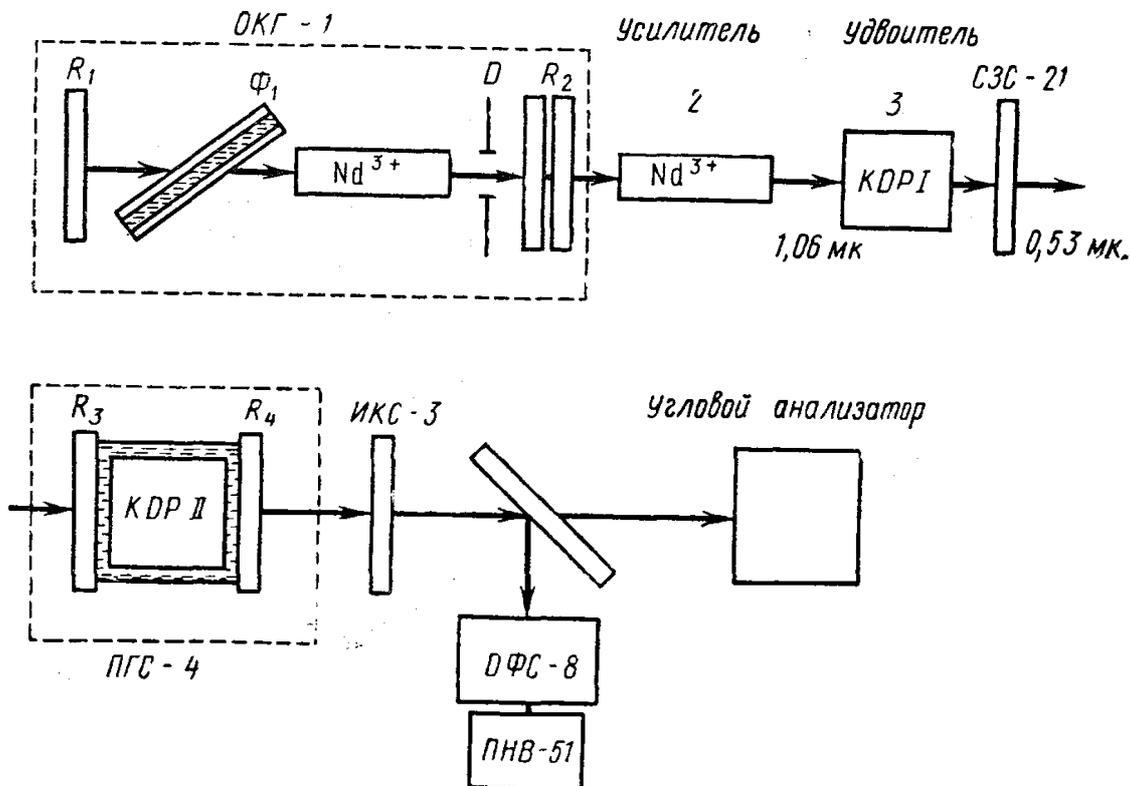


Рис. 3. Блок-схема установки, на которой производилось исследование спектральных характеристик излучения зеркального ПГС

модовом режиме. Модуляция добротности осуществлялась насыщающимся жидкостным затвором — Φ_1 . Селекция продольных мод обеспечивалась выходным отражателем, состоящим из набора плоскопараллельных стеклянных пластин с коэффициентом отражения R_2 . С целью получения минимальной собственной расходимости ОКГ и подавления неаксиальных мод пространство резонатора ограничивалось диафрагмой диаметром D 1,5—2,5 мм. Применение диафрагмы позволяет получить предельно узкую расходимость вплоть до дифракционной. Излучение ОКГ усиливалось в двух собственных усилителях (2), на стержнях стекла с неодимом длиной 24 см. Следует отметить, что малая расходимость излучения и большая плотность мощности ($\sim 400 \text{ Мвт/см}^2$) позволяют получить к. п. д. преобразования во вторую гармонику 35—40%. Вторая гармоника генерируется на кристалле КДР длиной 4 см (3). После отсека фильтрами СЗС-21 основного излучения вторая гармоника используется в качестве накачки ПГС.

Приведем параметры накачки: энергия в импульсе 0,15 дж, плотность мощности 150 Мвт/см^2 , длительность импульса 10 нсек, угловая расходимость 2—3', ширина спектра 0,01 Å.

ПГС собран из двух плоских диэлектрических зеркал и помещенного между ними кристалла КДР. Пространство между зеркалами и кристаллом заполняется иммерсионной жидкостью, что позволяет существенно повысить добротность резонатора.

Зеркала резонатора имеют следующие параметры: $R_3(1,06 \text{ мк}) = 98\%$, $R_4(1,06 \text{ мк}) = 92\%$; $R_3(0,53 \text{ мк}) = R_4(0,53 \text{ мк}) = 20\%$.

Спектральная структура излучения ПГС регистрировалась на дифракционном спектрографе ДФС-8 с инфракрасным преобразователем ПНВ-51. Как показывает эксперимент, спектр ПГС состоит обычно из группы линий (рис. 4), причем ширина отдельной линии $\sim 1 \text{ \AA}$. Более тонкое разрешение каждой линии не производилось. Общая ширина спектра зависит от степени превышения накачки над порогом. Вблизи

Таблица 2

Общая ширина спектра	Число линий N	κ
$13,5 \text{ \AA}$	4	0,5
7 \AA	3	0,4907
$5,9 \text{ \AA}$	3	0,473

вырожденного режима, где пороговая мощность накачки минимальна, число генерируемых линий самое большое. Ширина спектра для разных перестроек приведена в табл. 2.

Расстояние между линиями вблизи вырожденного режима ($\kappa \approx 0,5$) составляет $3-3,5 \text{ \AA}$, а при отстройке 400 \AA ($\kappa = 0,482$) это расстояние составляет $2,7-3,2 \text{ \AA}$. Сравнение экспериментальных результатов с расчетными показывает, что построенные расчетные модели хорошо объясняют как экспериментально наблюдаемое уширение спектра, так и его структуру. Однако следует отметить, что рассуждения, приведенные в начале статьи, не объясняют флуктуаций расстояний между полосами, наблюдаемых в эксперименте.

Таким образом, спектр ПГС, имеющий резонанс по обоим параметрическим частотам, обладает сложной структурой. Для получения узкого спектра излучения ПГС и в пределах одномодового режима работы целесообразно использовать схемы ПГС с резонатором только по одной параметрической частоте, а также безрезонаторные параметрические системы с большой длиной взаимодействия [8], использующие эффект суперлюминесценции. В последнем случае спектр формируется не резонаторными эффектами, а в основном параметрами накачки и дисперсионными характеристиками нелинейного кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Giordmaine J. A., Miller R. C. Physics of Quantum Electronics. Eds. McGraw-Hill Book Co, N. Y. 1966.
2. Krenzer L. B. Appl. Phys. Lett., 13, 2, 1968.
3. Blockhoim J. E. Appl. Phys. Lett., 13, 2, 1968.
4. Akhmanov S. A., Chupaev O. N. et al. of Modern Optics, Polytechnic Press, 1967, N. Y., 1967.
5. Giordmaine J. A., Miller R. C. Appl. Phys. Lett., 9, 298, 66.
6. Akhmanov S. A., Kovrigin A. I., Nickles P. V. Konferenzberichte Laser und ihre Anwendungen. Dresden, 1970.

Поступила в редакцию
5.11 1969 г.

Кафедра
волновых процессов

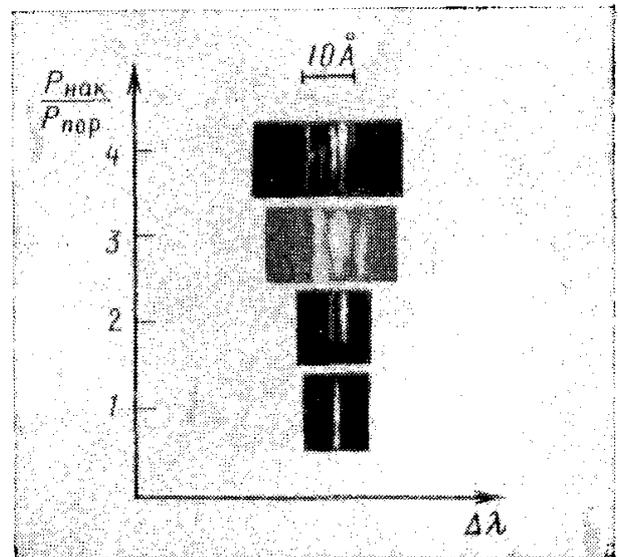


Рис. 4. Зависимость ширины спектра от мощности накачки, p_n — превышение мощности накачки над пороговой ($p_{пор}$) мощностью, $\Delta\lambda$ — ширина спектра