

УДК 535.37, 631.378.35

## ТРЕХМЕРНАЯ СТРУКТУРА ВИХРЕВЫХ РЕШЕТОК В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРЕ

А. Ю. Окулов

*Взаимодействие оптических вихрей приводит к формированию в резонаторе микро칩-лазера пространственно-периодических структур электромагнитного поля, для которых имеет место скейлинг, характерный для эффекта самовоспроизведения периодических волновых полей (эффекта Тальбота).*

Оптические вихри представляют собой устойчивые особенности электромагнитного поля, самоорганизующиеся при генерации излучения в лазерном резонаторе. Для них характерна геликоидальная структура волнового фронта, возникающая вокруг нулей амплитуды поля [1, 2]. Взаимодействие вихрей приводит к формированию пространственно-периодических структур [1 – 6], близких к вихревым решеткам в сверхтекучих жидкостях [7]. Недавно удалось реализовать режим генерации широкоапертурного твердотельного лазера с диодной накачкой [3], при котором наблюдались вихревые решетки, причем число синхронизованных элементов (вихрей) в них приблизительно соответствовало теоретически полученной скейлинговой зависимости от числа Френеля резонатора [6, 8]. Монолитный дизайн и стабильность этих лазеров весьма привлекательны с точки зрения применений в стандартах времени и частоты, использующих охлажденные атомы, локализованные в неоднородностях пространственно-периодической световой волны [9].

При теоретическом рассмотрении динамики генерации [2, 8] упрощающее предположение об одночастотном характере генерации дает возможность сформулировать необходимое условие наблюдения вихревых решеток в широкоапертурном резонаторе при значениях числа Френеля  $N_{FR}$ , лежащих в интервале 10 – 1000. Это вполне естественное условие заключается в выборе достаточно малой длины резонатора [8], для того, чтобы частотный интервал между соседними продольными модами  $c/(2Ln)$  превышал ширину

линии усиления резонансной примеси [8] ( $c$  – скорость света,  $L_r$  – длина резонатора,  $n$  – усредненный по длине показатель преломления). Данное необходимое условие достаточно аккуратно соблюдалось в недавнем эксперименте с  $Nd:YAG$  – микрочип-лазером, имевшем длину резонатора менее 2 мм, при этом межмодовый интервал составлял величину более 50 ГГц, что в несколько раз превосходило ширину линии усиления [3] (рис. 1).

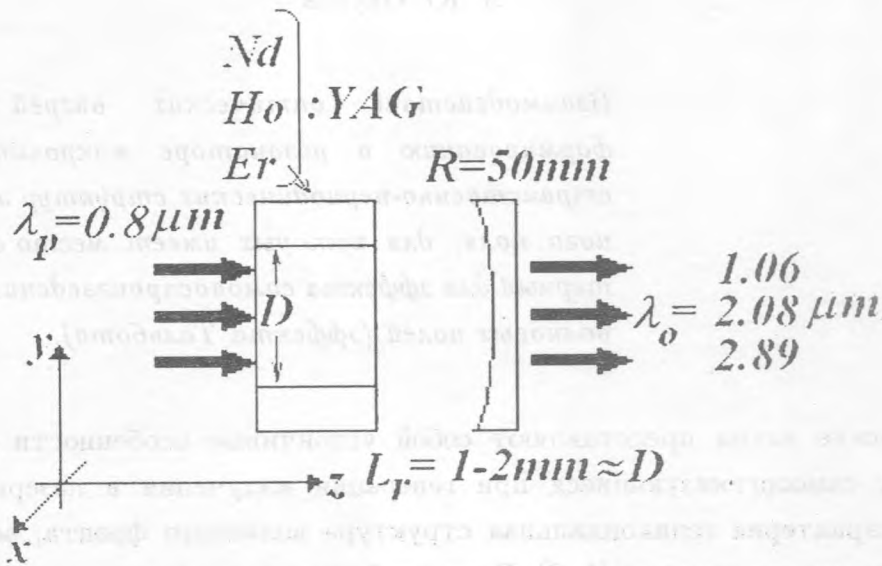


Рис. 1. Геометрия тонкослойного микрочип-лазера, в которой наблюдались вихревые решетки [3]:  $L_r$  – длина резонатора,  $D$  – диаметр оптически "накачанной" области,  $R$  – радиус кривизны выходного зеркала,  $\lambda_p$  – длина волны оптической накачки,  $\lambda_o$  – длина волны генерации. Отметим сходство конфигурации оптических элементов и величин геометрических параметров с работой [8].

Было подтверждено также скейлинговое соотношение для числа Френеля [8]  $N_{FR} = N_V^2$ , в соответствии с которым число синхронизованных вихрей  $N_V$  равняется квадратному корню из числа Френеля резонатора  $N_{FR}$ . Распределения интенсивности в ближнем поле (вблизи выходного зеркала) демонстрируют уменьшение числа вихрей с увеличением длины резонатора [3].

В данной работе применяется эффективный метод анализа пространственной структуры излучения в условиях эксперимента [3]. Распределения поля получаются как собственные функции нелокального отображения, записанного в виде свертки ядра, опи-

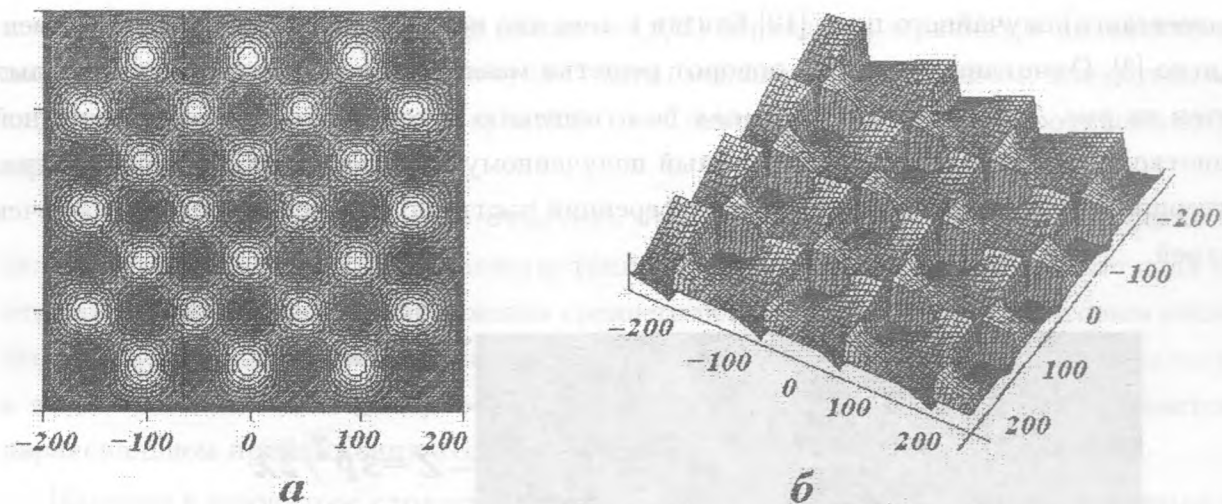


Рис. 2. Пространственные распределения а) интенсивности и б) фазы электромагнитного поля на выходном зеркале. Расстояние между соседними вихрями близко к 100 мкм в соответствии с результатами работы [8] и требованиями к оптической дипольной ловушке [9]. Масштаб по осям  $x$  и  $y$  дан в микрометрах.

сывающего распространение излучения в резонаторе с учетом дифракции и потерь на диафрагмах и нелинейной передаточной функции усиливающей среды  $f$  [10]. Эволюционное уравнение в такой форме учитывает пространственную фильтрацию на диафрагмах и дифракцию на периодической решетке коэффициента усиления, возникающей в активной среде вследствие эффекта насыщения. Такая форма динамического уравнения дает более точный учет пространственной фильтрации, чем даже уравнение Свифта-Хоенберга, поскольку автоматически учитывает пространственную дисперсию высоких порядков [11]. Решение в виде пространственно-периодической решетки вихрей получается как условие стационарности в интегральном уравнении, впервые рассмотренном Фоксом и Ли [9]:

$$E_n(\mathbf{r}) = \int \int f(E_n(\mathbf{r}'))K(\mathbf{r} - \mathbf{r}')d^2\mathbf{r}', \quad (1)$$

$$K(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{ik}{2\pi z} \exp(ik(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2/2z). \quad (2)$$

Распределения интенсивности и фазы на выходном зеркале микрочип-лазера (рис. 2), т.е. в плоскости  $z_T = 2p^2/\lambda$  (рис. 3), полученные численно методом расщепления по процессам дифракции и усиления [8] с начальными условиями в виде многомодового

(рэлеевского) случайного поля [12] близки к тем, что недавно наблюдались экспериментально [3]. Отчетливо видимый поворот решетки максимумов интенсивности (светлых пятен на рис. 2) на угол  $45$  градусов по отношению к горизонтально расположенной решетке нулей амплитуды, аналогичный полученному в экспериментальной ситуации, интерпретируется как результат интерференции частично перекрывающихся оболочек вихрей.

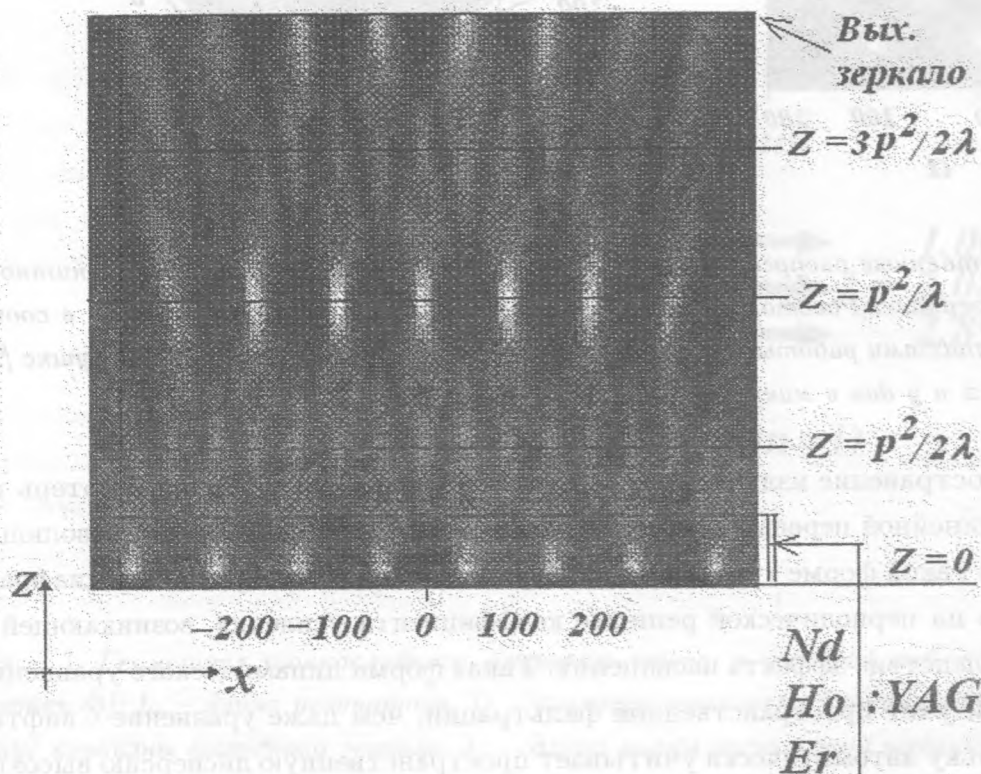


Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности излучения в расчетной модели микрочип-лазера в плоскостях  $x$  и  $z$ . Масштаб по оси  $x$  дан в микрометрах, по оси  $z$  – в долях тальботовской длины,  $z_T = 2p^2/\lambda$ . Активная среда моделируется тонким  $\delta$ -образным слоем вблизи "нижнего" зеркала ( $z = 0$ ), являющегося входным для излучения накачки.

Наиболее интересным результатом по сравнению с результатами работ [2, 5] является ярко выраженная тонкая структура вихревых решеток в продольном направлении (т.е. вдоль оси резонатора  $z$ , см. рис. 3). В середине резонатора, т.е. при  $z = 0$ , максимумы интенсивности формируют решетку с тем же самым периодом  $p$ , что и на зеркалах (т.е. при  $z = \pm z_T/2$ ), но эта решетка сдвинута на полпериода ( $p/2$ ) в поперечном сечении. В других плоскостях, соответствующих четверти тальботовской длины



$z = p^2/2\lambda$ , период решетки равен половине ( $p/2$ ) периода на зеркалах и интенсивность поля в максимумах этой решетки существенно меньше. Таким образом, вследствие квазипериодичности поля на одном из зеркал оно "самоизображается" на противоположное зеркало (рис. 3).

В заключение следует особо отметить то обстоятельство, что теоретическая модель (1) позволяет проводить расчеты тонкой структуры электромагнитного поля при отказе от использования приближения среднего поля, в соответствии с которым последнее считается однородным вдоль оси резонатора  $z$  [2, 5]. При этом тонкая структура в тальботовских плоскостях, соответствующих дробному периоду, рассчитывается в параксиальном приближении теории дифракции [8].

Наличие в резонаторе стоячей пространственно-периодической волны с главным периодом около 100 мкм и набора вспомогательных решеток с дробными периодами [8, 11] интересно с точки зрения создания компактных и устойчивых ловушек для охлажденных атомов [9]. При этом длина волны излучения, обеспечивающего захват атомов и накопление конденсата в оптической дипольной ловушке не ограничивается диапазоном длин волн, излучаемых ионами неодима  $Nd$  ( $\lambda = 0.9, 1.06, 1.32$  мкм), поскольку показано [8], что аналогичный режим генерации самоорганизующихся препространственно-периодических решеток вполне доступен для микрочип-лазеров на кристаллах, легированных гольмием  $Ho$  ( $\lambda = 2.08$  мкм) и эрбием  $Er$  ( $\lambda = 2.89$  мкм).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Collet P., Gil L., and Rossa F. Opt. Comm., **73**, 443 (1989); Likhansky V. V. and Kozlov S. N. Laser Physics, **3**, N 6, 1067 (1993).
- [2] Staliunas K. and Weiss C. O. JOSA, **B12**, N 6, 1142 (1995).
- [3] Chen Y. F. and Lan Y. P. Phys. Rev., **64A**, 063807 (2001).
- [4] Лиханский В. В., Напартович А. П. Письма в ЖТФ, **13**, 1034 (1987).
- [5] Grambilla M., Battipede F., Lugiato L. A., et al. Phys. Rev., **A43**, 5090 (1991).
- [6] Okulov A. Yu. JOSA, **B7**, N 6, 1045 (1990).
- [7] Пятаевский Л. П. УФН, **168**, N 6, 641 (1998); Гинзбург В. Л., Пятаевский Л. П. ЖЭТФ, **34**, 1240 (1958); Абрикосов А. А. ЖЭТФ, **32**, 1442 (1957).
- [8] Okulov A. Ю. Оптика и спектроскопия, **77**, N 6, 985 (1994).

- [9] Dumke R., Volk M., Muther T., et al. Phys. Rev. Lett., **89**, 0979903 (2002).
- [10] Okulov A. Yu. and Oraevsky A. N. Proceedings P. N. Lebedev Physics Institute (in Russian), **187**, 202, N. G. Basov ed., Nauka, Moscow (1988). Library of Congress Control Number: 88174540 ([www.loc.gov](http://www.loc.gov)).
- [11] Okulov A. Yu. Preprint FIAN N 28, Moscow, 2002.
- [12] Ахманов А. С., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981 с. 201; Okulov A. Yu. J. Mod. Opt., **38**, N 10, 1887 (1991).

Поступила в редакцию 15 июля 2003 г.