

Генерация управляемых мод Айнса–Гаусса в микроциповом лазере с пассивной модуляцией добротности при накачке усеченным нецентральной гауссовым пучком*

Минмин Чжан, Шэнчуан Бай, Цзюнь Дун

Продемонстрирован микроциповый Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазер с пассивной модуляцией добротности (ПМД), накачиваемый усеченным нецентральной гауссовым пучком с целью управления генерацией мод Айнса–Гаусса (IG). Моды IG^e(n, n) (n = 0, ..., 4) были получены экспериментально подбором соответствующего параметра усечения, который определялся как отношение радиусов апертуры и перетяжки пучка накачки. Мода IG^e(4, 4) получена при нецентральной накачке гауссовым пучком мощностью 2.6 Вт, переключение мод достигалось путем уменьшения параметра усечения. Для иллюстрации процесса селекции мод теоретически рассчитаны пороговые мощности накачки для различных мод IG^e(n, n). Таким образом, в микроциповом лазере с ПМД получена импульсная генерация мод IG^e(n, n) (n ≥ 1) с пиковой мощностью более 1 кВт и наносекундной длительностью импульса; такие лазеры являются потенциальными источниками излучения для формирования гибких массивов оптических вихрей для оптических пинцетов.

Ключевые слова: моды Айнса–Гаусса, микроциповый лазер, Nd:YAG, лазер с пассивной модуляцией добротности, Cr⁴⁺:YAG.

1. Введение

Лазерные поперечные моды высокого порядка имеют перспективы широкого применения для оптического захвата [1–3], оптической связи [4] и задач квантовой информации [5]. Различные поперечные моды высокого порядка были получены в твердотельных лазерах путем изменения условий накачки или структуры лазерного резонатора. Моды Айнса–Гаусса (IG) являются переходными между модами Гаусса–Лагерра и Гаусса–Эрмита [6, 7] и могут генерироваться благодаря нарушению симметрии лазерного резонатора [8–18]. Экспериментально моды IG были впервые получены в твердотельном лазере путем бокового смещения выходного зеркала и добавления в резонатор перекрестья из непрозрачных линий [8]. Внеосевая накачка [9–11] с использованием непрозрачных линий [12], а также наклонная накачка [13, 14] являются эффективными способами нарушения симметрии лазерного резонатора и используются для генерации мод IG. Тип мод IG можно регулировать, изменяя положение пятна фокусировки внеосевой накачки, а также вводя дифракционные потери с использованием непрозрачных линий.

Однако оба этих метода предназначены для плоско-сферического резонатора и сложны для работы с микроциповыми лазерами, которые имеют плоскопараллельные резонаторы. Кроме того, указанные твердотельные

лазеры работают в непрерывном режиме, их выходная мощность в режиме генерации мод IG низка, а эффективность генерации при разъюстировке резонатора снижается. Благодаря компактной структуре и короткому резонатору микроципового лазера в нем легко получить выходной импульс малой длительности с высокой пиковой мощностью при пассивной модуляции добротности (ПМД). Лазерные импульсы IG-мод были получены на микроциповом лазере с ПМД путем наклона пучка накачки [15, 16], перемещения круговой апертуры по горизонтали [17] или с использованием накачки нецентральной гауссовым пучком [18]. Известно, что ориентацией IG-мод лазерного излучения можно управлять, выбирая ориентацию а-среза кристалла Nd:YVO₄ под наклонным микроциповым ПМД-лазером с торцевой накачкой линейно поляризованным излучением лазерного диода [16]. Параметры эллиптичности мод IG в микроциповом лазере с ПМД могут регулироваться благодаря применению внеосевой накачки гауссовым пучком [18]. Однако в микроциповом лазере с ПМД получить некоторые специальные лазерные пучки IG с уникальными потенциальными приложениями все еще нелегко. Так, с использованием мод IG^e(n, n) может быть сформирован массив оптических вихрей [2, 11]. Лазеры, генерирующие моды IG^e(n, n), являются идеальными источниками для формирования решетки вихрей из-за уникальных распределений интенсивности их излучения.

До сих пор моды IG^e(n, n) генерировались в твердотельных лазерах случайным образом, посредством пространственной модуляции света в результате изменения положения выходного зеркала [8], использования внеосевой накачки [2, 11] или введения непрозрачной линии в лазерный резонатор [12]. Однако эти лазеры работают в непрерывном режиме, для них требуется длинный резонатор, их выходная мощность и оптическая эффективность генерации мод IG^e(n, n) невелики, а требуемая высокая точность юстировки оптических элементов затрудняет их эксплуатацию. Для различных применений требуются устойчивые к внешним воздействиям компактные лазеры,

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

Mingming Zhang, Jun Dong. Laboratory of Laser and Applied Photonics (LLAP), Department of Electronic Engineering, College of Electronic Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China; e-mail: jdong@xmu.edu.cn
Shengchuang Bai. Department of Automation, Tsinghua University, Beijing 100084, China

генерирующие управляемые моды $IG^e(n, n)$ с высокой пиковой мощностью. Различные моды IG были получены в микроциповых лазерах с ПМД при накачке наклонным пучком. В связи с этим формирование управляемых мод $IG^e(n, n)$ в микроциповых лазерах с ПМД является актуальной задачей.

В настоящей работе пучки мод $IG^e(n, n)$ были получены в микроциповом лазере на $Nd:YAG/Cr^{4+}:YAG$ с ПМД при накачке усеченным нецентральной гауссовым пучком. Порядок мод $IG^e(n, n)$, генерируемых в микроциповом лазере с ПМД, в зависимости от параметра усечения достигает четырех. Результаты теоретического анализа формирования мод $IG^e(n, n)$ в микроциповом лазере на $Nd:YAG/Cr^{4+}:YAG$ с ПМД находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

2. Эксперимент

Внеосевой гауссов пучок (ВГП) излучения накачки был сформирован путем бокового смещения линзы коллиматора. Распределение интенсивности ВГП описывается выражением [19]

$$I_{DGB}(x, y, z) = \frac{2}{\pi w(z)^2} \exp\left[-2 \frac{[x - x_p(z)]^2 + y^2}{w(z)^2}\right], \quad (1)$$

где $w(z)$ – ширина пучка; $x_p(z)$ – смещение центра ВГП, которое можно выразить как [13]

$$x_p(z) = z \tan\left[-\frac{\Delta d}{f_1} - \frac{\Delta d(1 - z_1/f_1) - \Delta d}{f_2}\right]. \quad (2)$$

Здесь f_1 и f_2 – фокусные расстояния коллимирующей и фокусирующей линз соответственно; Δd – смещение коллимирующей линзы от направления распространения света лазерного диода; z_1 – расстояние между двумя линзами.

Усеченный внеосевой гауссов пучок (УВГП) формируется тогда, когда между коллиматорной и фокусирующей линзами вставлена диафрагма, меняя размер которой можно регулировать распределение интенсивности УВГП. Последний использовался в качестве источника накачки для управления распределением мощности накачки путем регулировки размера диафрагмы. Мы создали микроциповый $Nd:YAG$ -лазер с ПМД для получения управляемых мод $IG^e(n, n)$.

На рис. 1 показан микроциповый $Nd:YAG/Cr^{4+}:YAG$ -лазер с ПМД и накачкой УВГП для генерации различных мод $IG^e(n, n)$. Источником накачки в эксперименте служило излучение лазерного диода на $\lambda = 808$ нм, подаваемое по оптоволокну с числовой апертурой 0.22 и диаметром сердцевины 400 мкм. Две плосковыпуклые линзы с фокусным расстоянием 8 мм использовались для коллимирования и фокусировки пучка накачки на выходе волокна. Длина системы коллимации и соединения равнялась

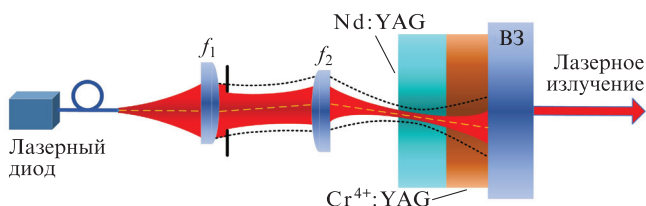


Рис. 1. Экспериментальная схема микроципового $Nd:YAG/Cr^{4+}:YAG$ -лазера с ПМД с накачкой УВГП для генерации мод $IG^e(n, n)$.

70 мм. Коллимирующая линза была сдвинута в сторону на 0.15 мм, чтобы сформировать ВГП. Измеренный диаметр фокального пятна составил около 160 мкм. Между линзами, на расстоянии 10 мм от коллимирующей линзы, была установлена диафрагма, центр которой совпадал с центром фокусирующей линзы.

Микроциповый лазер с ПМД был образован активным кристаллом $Nd:YAG$ толщиной 1.8 мм с концентрацией примеси 1 ат.%, нелинейно-поглощающим кристаллом $Cr^{4+}:YAG$ толщиной 0.5 мм и плоскопараллельным выходным зеркалом (ВЗ) с коэффициентом отражения 95% на длине волны 1064 нм. Длина резонатора микроципового лазера составила 2.3 мм. Одна грань кристалла $Nd:YAG$ с покрытием, просветленным на длине волны 808 нм и сильно отражающим на $\lambda = 1064$ нм, служила задним зеркалом резонатора микроципового лазера. Другая поверхность лазерного кристалла имела просветляющее покрытие на $\lambda = 1064$ нм для снижения внутрирезонаторных потерь. Исходный коэффициент пропускания кристалла $Cr^{4+}:YAG$, служащего насыщаемым поглотителем (НП), составлял 95%.

3. Результаты и их обсуждение

Пороговая мощность накачки для мод $IG^e(n, n)$ микроципового лазера на $Nd:YAG/Cr^{4+}:YAG$ с ПМД может быть выражена как [20–22]

$$P_{thn} = \frac{\gamma_n h \nu_{las}}{\eta_p \sigma \tau L} \frac{1}{J_n(S_0, S_1, S_2, \dots)}, \quad (3)$$

$$J_n(S_0, S_1, S_2, \dots) = \iiint_{\text{cavity}} \frac{S_{nn}(x, y, z) r_p(x, y, z)}{1 + \sum_j S_j s_{jj}(x, y, z) / I_0} dx dy dz, \quad (4)$$

где γ_n – полные логарифмические потери за проход моды $IG^e(n, n)$; $\eta_p = \eta_t \eta_a (\nu_{las} / \nu_p)$; η_t – эффективность оптического переноса энергии накачки в усиливающую среду; η_a – эффективность поглощения; ν_{las} и ν_p – частота излучения лазера и накачки; L – длина усиливающей среды; $r_p(x, y, z)$ – распределение мощности накачки внутри резонатора, а $s_{jj}(x, y, z)$ – распределение интенсивности лазерного излучения; $I_0 = (c \sigma \tau)^{-1}$; τ – время жизни флуоресценции; c – скорость света в вакууме; σ – сечение лазерного перехода; S_n – число фотонов моды $IG^e(n, n)$ в резонаторе.

Параметр усечения определяется как $\beta = a/w_a$, где a – радиус круговой диафрагмы, а w_a – ширина падающего на нее пучка накачки. Поэтому распределение мощности накачки УВГП

$$r_p(x, y, z) = \frac{2}{\pi w_p(z)^2} \exp\left\{-2 \frac{[x - x_p(z)]^2 + y^2}{w_p(z)^2} - \alpha z\right\} \times H(w_p(z) - \sqrt{[x - x_p(z)]^2 + y^2}), \quad (5)$$

где H – ступенчатая функция Хевисайда; $w_p(z)$ – ширина внеосевого пучка накачки; α – коэффициент поглощения усиливающего кристалла. Здесь $\beta \geq 0.4$, поэтому влияние размера диафрагмы на дифракцию пучка накачки пренебрежимо мало.

Моды IG делятся на четные и нечетные и обозначаются верхними индексами e и o соответственно. Выражения для электрического поля мод IG таковы:

$$IG_{pm}^e(r, \varepsilon) = C_0 C_p^m(i\xi, \varepsilon) C_p^m(\eta, \varepsilon) \exp\left[-\frac{r^2}{w_{\text{las}}(z)^2}\right] \times \exp\left[i\left(kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (p+1)\psi_z(z)\right)\right], \quad (6)$$

$$IG_{pm}^o(r, \varepsilon) = S_0 S_p^m(i\xi, \varepsilon) S_p^m(\eta, \varepsilon) \exp\left[-\frac{r^2}{w_{\text{las}}(z)^2}\right] \times \exp\left[i\left(kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (p+1)\psi_z(z)\right)\right], \quad (7)$$

где C_0 и S_0 – нормировочные постоянные; $x = f(z)\cosh\xi\cos\eta$, $y = f(z)\sinh\xi\sin\eta$ – эллиптические координаты; $\eta \in [0, \infty)$ и $\xi \in [0, 2\pi)$ – радиальные и угловые эллиптические переменные соответственно; $C_p^m(\cdot, \varepsilon)$ и $S_p^m(\cdot, \varepsilon)$ – четные и нечетные полиномы Айнса порядка p и степени m соответственно; $\varepsilon = 2f_0^2/w_0^2$ – параметр эллиптичности; $f(z) = f_0 w(z)/w_0$; f_0 – линейный эксцентриситет в плоскости перетяжки пучка $z = 0$; $R(z)$ – радиус кривизны фазового фронта; $\psi_z(z) = \arctan(z/z_R)$; z_R – рэлеевская длина.

Для лазерных мод $IG^e(n, n)$, полученных в микроциповом лазере, распределение интенсивности $s_{nn}(x, y, z)$ задается формулой

$$s_{nn}(x, y, z) = |IG_{nn}^e(x, y, z)|^2. \quad (8)$$

Следовательно, пороговая мощность накачки основной моды рассчитывается по формуле [20]

$$P_{\text{th}0} = \frac{\gamma_n h\nu_{\text{las}}}{\eta_p \sigma \tau L} \frac{1}{J_0(0, 0, 0, \dots)}. \quad (9)$$

Чтобы генерироваться в резонаторе, моды более высокого порядка должны превышать по порогу соседние моды низшего порядка. Пороговая мощность накачки для мод $IG^e(n, n)$ рассчитывается путем численного решения следующих нелинейных уравнений для $P_{\text{th}n}$:

$$J_{n-1}(\dots, 0, S_{n-1}, 0, \dots) = \frac{\gamma_{n-1} h\nu_{\text{las}}}{\eta_p \sigma \tau L} \frac{1}{P_{\text{th}n}}, \quad (10)$$

$$J_n(\dots, 0, S_{n-1}, 0, \dots) = \frac{\gamma_n h\nu_{\text{las}}}{\eta_p \sigma \tau L} \frac{1}{P_{\text{th}n}}. \quad (11)$$

Уравнения (9)–(11) можно использовать для оценки пороговой мощности накачки моды $IG^e(n, n)$, генерируемой микроциповым Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазером с ПМД и накачкой УВГП.

Поперечные распределения интенсивности выходного излучения микроципового Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазера с ПМД для различных параметров усечения, измеренные при мощности накачки 2.6 Вт, показаны на рис.2. Когда параметр усечения β превысил 0.85, была получена мода $IG^e(4, 4)$. С уменьшением радиуса диафрагмы параметр усечения β уменьшается соответственно. При этом генерация мод $IG^e(n, n)$ в микроциповом Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазере с ПМД поддерживается, но их порядок n уменьшается. Эффективная площадь пучка накачки внутри усиливающей среды сокращается за счет уменьшения радиуса диафрагмы, достижимое распределение усиления внутри активной среды становится недостаточным для поддержания генерации мод высокого порядка, поэтому поря-

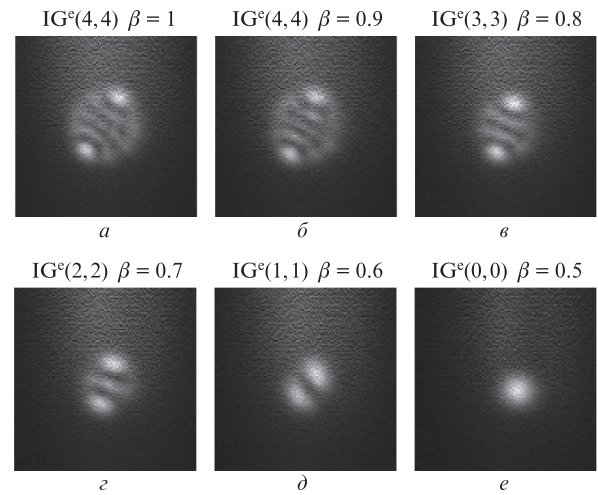


Рис.2. Изменение распределения лазерных поперечных мод, наблюдаемое в микроциповом Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазере с ПМД при изменении коэффициента усечения β .

док моды $IG^e(n, n)$ уменьшается с уменьшением β . Так, например, стабильная мода $IG^e(3, 3)$ генерируется при $\beta = 0.8$, а моды $IG^e(2, 2)$ и $IG^e(1, 1)$ – при $\beta = 0.7$ и 0.6 соответственно. Когда радиус диафрагмы уменьшается так, что $\beta = 0.5$, доступная область усиления также уменьшается и становится недостаточной для поддержания генерации мод высокого порядка, поэтому генерируется только основная мода. При $\beta < 0.43$ в микроциповом лазере генерация мод отсутствует. Это связано с быстрым уменьшением мощности излучения накачки, падающего на усиливающую среду, и с увеличением дифракционных потерь из-за малости диафрагмы. Для генерации мод высокого порядка в резонаторе микроципового лазера требуется большая площадь достаточно интенсивного пучка накачки. Выбор устойчиво генерируемой моды $IG^e(n, n)$ в микроциповом Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазере с ПМД достигается путем регулировки радиуса диафрагмы. Поэтому желаемые моды $IG^e(n, n)$ могут быть получены в микроциповом лазере простым изменением размера ВГП. Теоретически рассчитанные распределения интенсивности для четных мод ИГ, представленные на рис.3, хорошо согласуют-

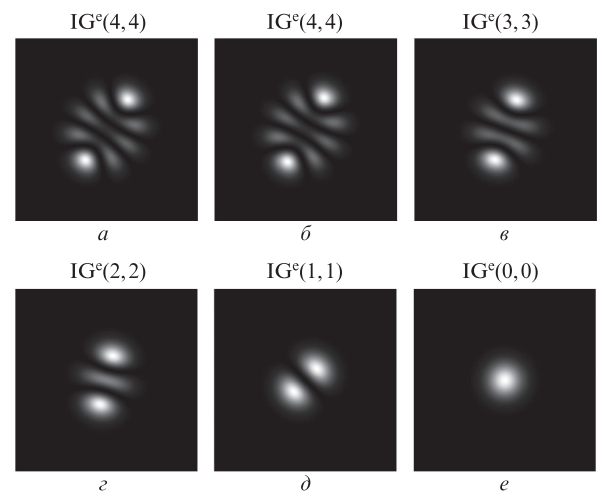


Рис.3. Численно реконструированные распределения мод ИГ с параметром эллиптичности $\varepsilon = 3$, соответствующие экспериментально полученным поперечным распределениям $IG^e(n, n)$ мод для β , показанных на рис.2.

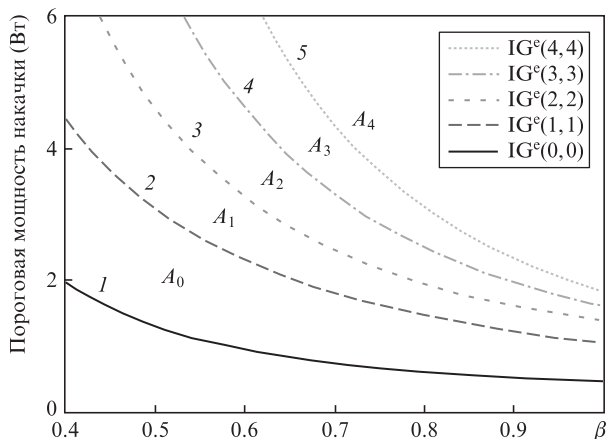


Рис.4. Теоретически рассчитанные пороговые мощности накачки мод $IG^c(n, n)$ в зависимости от параметра усечения β .

ся с экспериментальными результатами, показанными на рис.2.

Пороговые мощности накачки различных мод $IG^c(n, n)$ рассчитывались путем численного решения связанных нелинейных уравнений (9)–(11). На рис.4 приведены теоретически рассчитанные пороговые мощности накачки четырех мод $IG^c(n, n)$ в зависимости от параметра усечения β ; для сравнения показана пороговая мощность накачки основной моды TEM_{00} . Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответствуют пороговым мощностям накачки для мод TEM_{00} , $IG^c(1, 1)$, $IG^c(2, 2)$, $IG^c(3, 3)$ и $IG^c(4, 4)$. В теоретическом расчете использовались следующие параметры: $\sigma = 2.8 \times 10^{-19} \text{ см}^2$, $L = 1.8 \text{ мм}$, $R_{OC} = 95\%$, $\alpha = 7.8 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_0 = 0.11$, $\gamma_1 = 0.12$, $\gamma_2 = 0.13$, $\gamma_3 = 0.14$, $\gamma_4 = 0.15$, $\tau = 230 \text{ мкс}$, $w_p(0) = 80 \text{ мкм}$, $w_{las}(0) = 80 \text{ мкм}$. Пороговая мощность накачки для моды $IG^c(n, n)$ возрастает с уменьшением β , а также с ростом порядка моды ИГ при фиксированном β . При этом пороговая мощность накачки моды TEM_{00} является самой низкой для любых параметров усечения β .

Отметим, что хотя пороговая мощность накачки моды $IG^c(1, 1)$ выше, чем у моды TEM_{00} , именно мода $IG^c(1, 1)$ предпочтительно генерируется, когда мощность накачки равна пороговой мощности или выше ее. Это обусловлено преимуществом моды $IG^c(1, 1)$ перед модой TEM_{00} в распределении усиления. Область A_0 стабильной генерации моды TEM_{00} заключена между линиями 1 и 2. Мода $IG^c(1, 1)$ устойчива в области A_1 между линиями 2 и 3, мода $IG^c(2, 2)$ – в области A_2 между линиями 3 и 4, а мода $IG^c(3, 3)$ – в области A_3 , заключенной между линиями 4 и 5. Мода $IG^c(4, 4)$ генерируется в области A_4 за линией 5.

Когда мощность накачки P_{in} , поступающая по оптоволокну от лазерного диода, фиксирована и равна 2.6 Вт, стабильные моды $IG^c(n, n)$ с n от 1 до 4 получают последовательно, путем постепенного изменения параметра усечения β . При $\beta = 0.5$ мощность накачки выше пороговой мощности накачки для моды TEM_{00} и ниже для моды $IG^c(1, 1)$, поэтому генерируется только мода TEM_{00} . При увеличении параметра β в резонаторе будут возбуждаться моды ИГ более высокого порядка. Когда параметр β составляет 0.6, 0.7, 0.8 и 0.9, накачка удовлетворяет пороговым условиям для мод $IG^c(1, 1)$, $IG^c(2, 2)$, $IG^c(3, 3)$ и $IG^c(4, 4)$ соответственно.

Из рис.4 также видно, что при $\beta = 1$ генерацию отдельных мод $IG^c(n, n)$ можно получить путем регулирования мощности накачки ВГП, поскольку при $\beta \geq 1$ размер диафрагмы влияет на пучок накачки незначительно. Однако

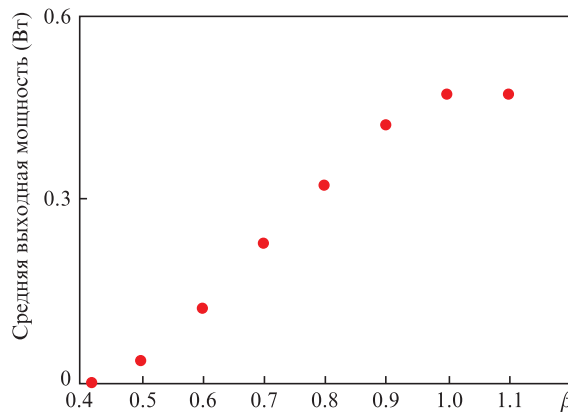


Рис.5. Зависимость средней выходной мощности от параметра усечения.

при этом пороговые мощности накачки мод $IG^c(n, n)$ разного порядка относительно близки, и трудно выбрать моду $IG^c(n, n)$ требуемого порядка. Кроме того, выходная мощность генерации моды $IG^c(n, n)$ с $n < 4$ ограничена узостью диапазона вариации мощности накачки для переключения с одной моды на другую. Диапазон мощности накачки с уменьшением β увеличивается (см. рис.4), поэтому порядком моды $IG^c(n, n)$ легче управлять при накачке микроципового лазера с ПМД посредством УВГП с небольшим по сравнению со случаем лазера с накачкой ВГП значением β .

На рис.5 показано изменение средней выходной мощности в зависимости от параметра усечения при $P_{in} = 2.6 \text{ Вт}$. Если $\beta > 1$, средняя выходная мощность остается неизменной, при этом на выходе всегда генерируется мода $IG^c(4, 4)$, что указывает на незначительность влияния ди-

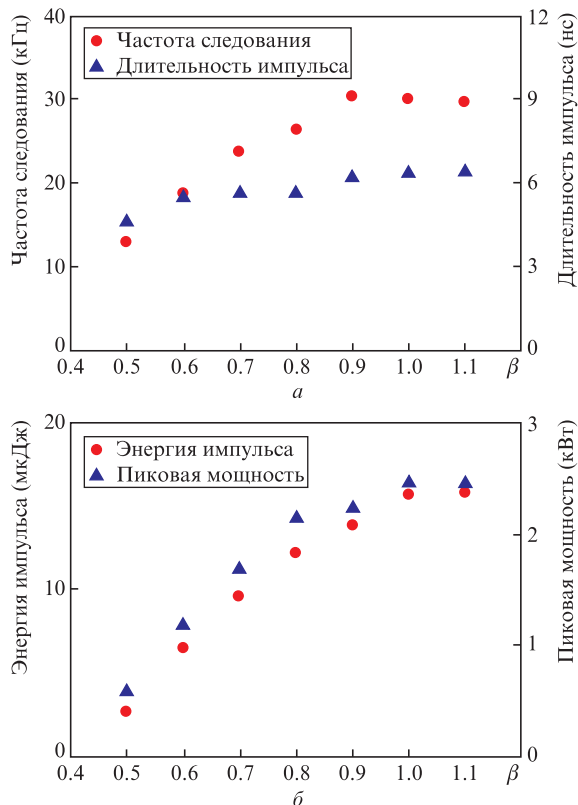


Рис.6. Частота следования, длительность, энергия и пиковая мощность импульсов в зависимости от параметра усечения.

афрагмы на генерируемую моду. Если $\beta < 1$, средняя выходная мощность уменьшается линейно с уменьшением β , при $\beta < 0.43$, генерация мод в микроциповом лазере отсутствует. Максимальная средняя выходная мощность 470 мВт была получена для моды $IG^c(4, 4)$ при $\beta > 1$.

Частота следования, длительность, энергия и пиковая мощность импульсов в зависимости от параметра усечения показаны на рис.6. Частота следования поддерживается примерно на уровне 30 кГц при $\beta > 0.9$, а затем медленно снижается, когда $\beta < 0.9$. Длительность импульса составляет около 6 нс и практически не зависит от β . При $\beta > 1$ энергия импульса и пиковая мощность остаются неизменными примерно на уровне 15.8 мкДж и 2.5 кВт. Хотя энергия импульса и пиковая мощность снижаются по мере постепенного уменьшения β (до $\beta < 1$), в микроциповом лазере с ПМД была достигнута генерация мод $IG^c(n, n)$ ($n \geq 1$) с пиковой мощностью более 1 кВт.

4. Выводы

Усеченный внеосевой гауссов пучок излучения накачки успешно использован для управления лазерной генерацией мод $IG^c(n, n)$ в микроциповом Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазере с ПМД. Путем подбора параметра усечения были получены моды $IG^c(1, 1)$, $IG^c(2, 2)$, $IG^c(3, 3)$ и $IG^c(4, 4)$. В микроциповом лазере с ПМД генерируются лазерные импульсы мод $IG^c(n, n)$ ($n \geq 1$) с пиковой мощностью более 1 кВт и наносекундной длительностью. Теоретически рассчитанные пороговые мощности накачки для генерации разных мод $IG^c(n, n)$ в зависимости от параметра усечения обеспечивают четкий выбор моды в микроциповом лазере с ПМД. Управляемые моды $IG^c(n, n)$ микроципового Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG-лазера с ПМД с наносекундной длительностью импульса и высокой киловаттной пиковой мощностью перспективны для формирования массивов из $n \times n$ импульсных оптических вихрей, которые могут

использоваться в задачах оптического захвата частиц, для обработки квантовой информации и создания запоминающих устройств высокой емкости.

Работа поддержана Национальным научным фондом Китая (грант №61475130, 61275143) и Программой «Выдающиеся университетские таланты нового века» (грант №NCET-09-0669).

1. Woerdemann M., Alpmann C., Denz C. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (11), 3 (2011).
2. Kuo C.F., Chu S.C. *Opt. Express*, **21** (22), 26418 (2013).
3. Chen Y.J., Zigo S., Raithel G. *Phys. Rev. A*, **89** (6), 7 (2014).
4. Trichili A., Ben Salem A., Dudley A., Zghal M., Forbes A. *Opt. Lett.*, **41** (13), 3086 (2016).
5. Krenn M., Fickler R., Huber M., Lapkiewicz R., Plick W., Ramelow S., Zeilinger A. *Phys. Rev. A*, **87** (1), 6 (2013).
6. Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C. *Opt. Lett.*, **29** (2), 144 (2004).
7. Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C. *J. Opt. Soc. Am. A*, **21** (5), 873 (2004).
8. Schwarz U.T., Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C. *Opt. Lett.*, **29** (16), 1870 (2004).
9. Chu S.C. *Opt. Express*, **15** (25), 16506 (2007).
10. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **37** (3), 299 (2007) [*Quantum Electron.*, **37** (3), 299 (2007)].
11. Ohtomo T., Chu S.C., Otsuka K. *Opt. Express*, **16** (7), 5082 (2008).
12. Lei J., Hu A., Wang Y., Chen P. *Appl. Phys. B*, **117** (4), 1129 (2014).
13. Ohtomo T., Kamikariya K., Otsuka K., Chu S.C. *Opt. Express*, **15** (17), 10705 (2007).
14. Otsuka K., Nemoto K., Kamikariya K., Miyasaka Y., Chu S.C. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **46** (9A), 5865 (2007).
15. Dong J., Ma J., Ren Y.Y., Xu G.Z., Kaminskii A.A. *Laser Phys. Lett.*, **10** (8), 7 (2013).
16. He H.S., Zhang M.M., Dong J., Ueda K.I. *J. Opt.*, **18** (12), 10 (2016).
17. Han S., Liu Y.Q., Zhang F., Zhou Y., Wang Z.P., Xu X.G. *IEEE Photonics J.*, **7** (1), 6 (2015).
18. Zhang M.M., He H.S., Dong J. *IEEE Photonics J.*, **9** (2), 14 (2017).
19. Alrashed A.A.R., Saleh B.E.A. *Appl. Opt.*, **34** (30), 6819 (1995).
20. Kubodera K.i., Otsuka K. *J. Appl. Phys.*, **50** (2), 653 (1979).
21. Chen Y.F., Lan Y.P., Wang S.C. *Appl. Phys. B*, **72** (2), 167 (2001).
22. Qiao Z., Kong L.C., Xie G.Q., Qin Z.P., Yuan P., Qian L.J., Xu X.D., Xu J., Fan D.Y. *Opt. Lett.*, **42** (13), 2547 (2017).