

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИОДНОГО ЛАЗЕРА В ГАУССОВСКИЕ МОДЫ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

© 2005 А.К. Чернышов, А.О. Аллин

Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

В работе экспериментально продемонстрирован метод преобразования излучения диодного лазера в поперечную моду Эрмита-Гаусса заданного порядка. Указанная процедура выполнялась путем возбуждения собственных поперечных мод кольцевого интерферометра при смещенном или наклонном вводе лазерного пучка. Выполнен расчет максимальной эффективности преобразования hh в моды первых пяти порядков от TEM_{00} до TEM_{05} . При конверсии лазерного пучка в моду TEM_{05} параметр $\eta \leq 17\%$. Подобное преобразование лазерных мод может найти применение в атомной физике для захвата и канализации пучков нейтральных атомов или для манипуляции частицами в нанотехнологии.

Введение

В настоящий момент в атомной физике и нанотехнологии интенсивно развивается направление, связанное с использованием оптических пучков со сложным пространственным профилем интенсивности для манипуляции внешними степенями свободы нейтральных атомов и микрочастиц. Особый интерес здесь вызывают методы генерации полых световых пучков, позволяющих ограничивать распространение медленных атомов в пределах центральной темной области. В качестве полых световых “волноводов” для канализации атомов часто используют хорошо известные в лазерной физике моды Лагерра-Гаусса [1]. Поскольку для большинства подобных задач не требуется очень большая мощность оптического излучения, то наиболее привлекательным оптическим источником для подобных целей обоснованно считаются миниатюрные, легко доступные диодные лазеры (ДЛ) с низковольтным питанием.

Прямое преобразование излучения ДЛ в пучки Лагерра-Гаусса может быть выполнено, например, с помощью специальной компьютерной голограммы. При этом эффективность преобразования в подобном модовом конверторе достигает более чем 40% [2]. Другой подход, способный обеспечивать почти 100-процентную эффективность, основан на преобразовании моды Эрмита-Гаусса (HG) высокого порядка в моду Лагерра-Гаусса с по-

мощью оптической системы состоящей из двух цилиндрических линз [3]. Эта методика особенно удобна для газовых лазеров, которые путем введения в оптический резонатор проволочных масок сравнительно легко можно перевести в режим генерации на поперечной моде высокого порядка [4]. Однако резонатор типичного диодного лазера имеет характерный размер в несколько сотен микрон и сформирован внутри полупроводникового кристалла. В связи с этим необходима иная методика, позволяющая контролируемым образом преобразовывать излучение ДЛ с плоскими пространственными характеристиками в поперечную HG-моду заданного порядка. Известно, например, что в кольцевых интерферометрах могут возбуждаться поперечные моды высоких порядков при не точном пространственном согласовании входного лазерного пучка с основной собственной модой [5, 6]. Следовательно, внешний по отношению к диодному лазеру кольцевой интерферометр может в принципе выполнять роль преобразователя оптических мод.

Цель данной работы состояла в том, чтобы, во-первых, экспериментально продемонстрировать возможность использования кольцевого накопительного интерферометра (КНИ) в качестве модового конвертора излучения диодного лазера и, во-вторых, рассчитать для данного метода максимально достижимую эффективность преобразования лазер-

ного излучения в поперечную моду Эрмита-Гаусса заданного порядка.

Эксперимент

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. В качестве когерентного оптического источника использовался GaAlAs диодный лазер (DL) с частично просветленной передней гранью и дополнительным резонатором. Лазерный излучатель работал в непрерывном режиме при стабилизации температуры радиатора. С помощью микрообъектива L_1 излучение диодного лазера коллимировалось в параллельный пучок и направлялось на дифракционную решетку DG, установленную в конфигурации Литтрова, на расстоянии 15 см от DL. Первый порядок дифракции от решетки DG направлялся обратно в активную область лазера, а нулевой порядок дифракции использовался в качестве выходного пучка. Таким образом, дополнительный селективный оптический резонатор был сформирован гранью диодного

лазера и решеткой DG.

Излучение от задней грани DL коллимировалось линзой L_2 и направлялось в конфокальный интерферометр FP. По сигналу пропускания FP, который регистрировался фотодиодом PD_1 , контролировался одночастотный режим работы диодного лазера с дополнительным резонатором. Резонансы пропускания FP, записанные при сканировании его длины и соответствующие одночастотному режиму генерации лазера, показаны на рис. 2а.

Кольцевой накопительный интерферометр “бабочка” был образован двумя плоскими (M_1, M_2) и двумя вогнутыми (M_3, M_4) зеркалами (рис. 1а). Промежуток между вогнутыми зеркалами $d_1 = 52$ мм и оптический путь d_2 через плоские зеркала составлял 572 мм. Перетяжка фундаментальной моды интерферометра (между M_1 и M_2) имела радиус $\rho_{01} = 266$ мкм. Линза L_5 ($f = 64$ см) фокусировала скругленный цилиндрическими линзами L_3, L_4 лазерный пучок в область перетяж-

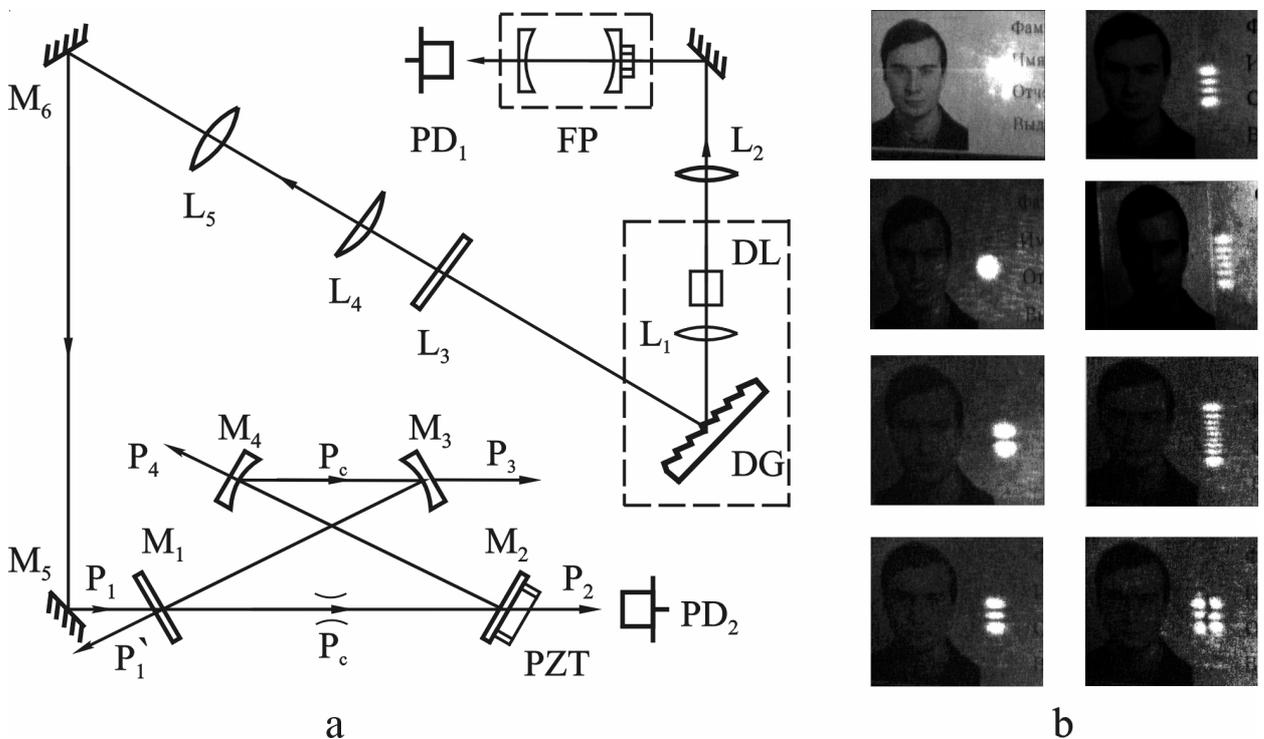


Рис. 1. Преобразование излучения диодного лазера в hg -моды высокого порядка. А) схема эксперимента: dl-диодный лазер; dg-дифракционная решетка (1200 штр/мм); fp-конфокальный интерферометр фабри-перо ($fsg=1,5$ ггу; $f^*=35$); pzt-пьезокерамика; pd-фотодиоды; L_1 -микрообъектив ($f=6$ мм; $na=0,4$). Согласующая система состоит из цилиндрических линз L_3, L_4 и сферической линзы L_5 . Кольцевой интерферометр образован зеркалами m_1, m_2 и m_3, m_4 (сферические, $r=5$ см). Коэффициенты отражения зеркал - 98% (m_1) и 99,5% (m_2-m_4). В) поперечные профили интенсивности входного лазерного пучка (верхний ряд, слева) и выходных hg -мод, возбуждаемых в кольцевом интерферометре

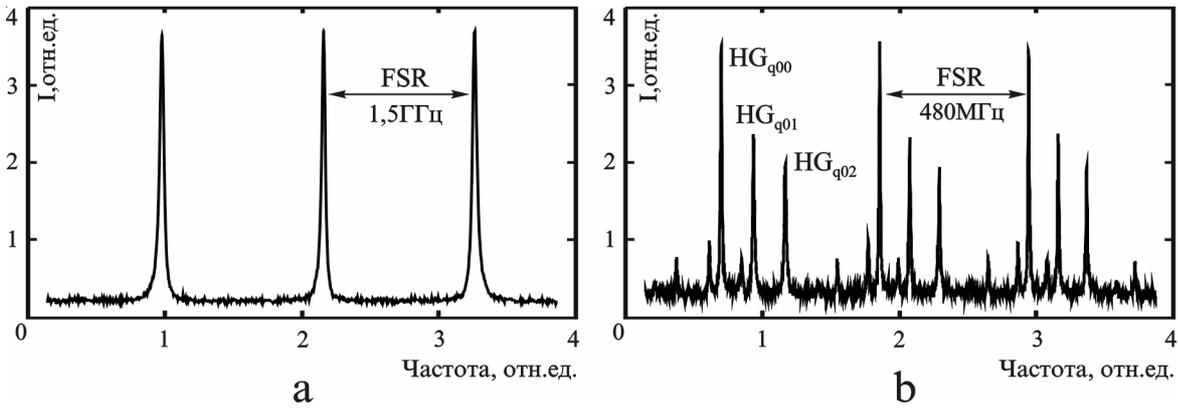


Рис. 2. Резонансы пропускания конфокального интерферометра FP (а). Сигнал пропускания интерферометра “бабочка” зарегистрированный PD₂ при наклонном падении входного пучка (b). Оба сигнала получены при одночастотном режиме работы ДЛ с дополнительным резонатором.

ки собственной моды кольцевого интерферометра. Отметим, что входное зеркало интерферометра M_1 расположено под углом к лазерному пучку, что способствует ослаблению прямого обратного отражения в активную область ДЛ. Это обстоятельство позволяло диодному лазеру сохранять устойчивую одночастотную генерацию даже без использования оптических изоляторов.

В эксперименте возбуждение в кольцевом интерферометре HG-моды заданного порядка выполнялось за счет сдвига или наклона входного лазерного пучка относительно собственной моды интерферометра. Выбор этих типов пространственных возмущений пучков объясняется тем, что их наиболее просто можно реализовать экспериментально, используя только пару плоских поворотных зеркал M_5, M_6 (рис. 1). Для получения воспроизводимых углов наклона каждое из упомянутых зеркал было установлено в двух координатной карданной оправе. На рис. 1b показаны поперечные профили интенсивности, записанные перед зеркалом M_1 для входного лазерного пучка (верхний ряд, слева) и после зеркала M_2 для выходных пучков различных порядков. Видно, что входное излучение ДЛ может быть преобразовано в поперечную моду Эрмита-Гаусса заданного порядка с улучшенным пространственным качеством, которое определяется зеркалами накопительного интерферометра, а не плохо контролируемые параметрами лазерного волновода. На рис. 2b показаны резонансы пропускания кольцевого интерферометра соответствующие поперечным про-

филям, представленным в левой колонке рис. 1b. Из рис. 2b следует, что задав определенный наклон входного лазерного пучка с помощью зеркал M_5 и M_6 , можно затем изменяя напряжение прикладываемое к пьезо-керамике (PZT) воспроизводимым образом возбуждать HG_{0n} моды с индексами 00, 01 или 02. Дополнительные резонансы небольшой амплитуды на рис. 2b соответствуют HG_{mn} модам интерферометра с ненулевыми индексами.

Расчет эффективности. Преобразования мод

Рассмотрим основные факторы, ограничивающие эффективность возбуждения мод в кольцевом накопительном интерферометре. Как показано на рис. 1 лазерный пучок мощностью (P_1), подводимый к накопительному интерферометру частично отражается (P'_1), и выходит через зеркала M_2, M_3, M_4 (мощности соответствующих оптических пучков обозначены как P_2, P_3, P_4). При настройке оптической частоты лазера на резонанс пропускания внутри интерферометра начинает циркулировать мощность P_c , которая практически постоянна в каждой точке внутреннего оптического пути, поскольку отражения зеркал близки к 1. Для определения эффективности преобразования лазерной мощности P_1 в мощность выбранной HG_{mn} моды в оптическом пучке за зеркалом M_2 введем параметр $\eta = P_2/P_1$. Используя выражение для мощности P_c , приводимое в [7] можно показать, что эффективность преобразования равна произведению трех факторов

$$\eta = \mu \cdot \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} = \mu \cdot \chi \cdot T_2. \quad (1)$$

Здесь $R_m = R_2 R_3 R_4$ – параметр, учитывающий внутренние оптические потери при обходе КНИ; μ – фактор пространственного согласования мод (mode matching); χ – фактор накопления оптической мощности внутри интерферометра и T_2 – пропускание выходного зеркала. Аналитически фактор η равен весовому коэффициенту в разложении входного лазерного пучка по собственным поперечным HG_{mn} модам кольцевого интерферометра. Поэтому, в зависимости от степени пространственного согласования входного лазерного пучка с выбранной модой КНИ фактор η принимает значения в интервале от 0 до 1. Фактор χ максимален (для данного R_m), когда коэффициент отражения входного зеркала $R_1 = R_m$. Это равенство выражает так называемое условие согласования импедансов (impedance matching). При выполнении указанных требований внутренняя мощность P_c может на порядок превышать входную лазерную мощность P_1 , что и отражается в термине “накопительный интерферометр”. Достижимое значение χ зависит от уровня потерь, поэтому, желательно использовать в интерферометре зеркала с высоким отражением, чтобы значение параметра R_m было как можно ближе к 1. С другой стороны не менее важно, чтобы мощность, преобразованного излучения была преимущественно сосредоточена в оптическом пучке после зеркала M_2 и минимальна в пучках после M_3, M_4 (рис.1). Для

этого необходимо обеспечить выполнение очевидного неравенства $R_2 \ll (R_3, R_4)$, что в свою очередь будет уменьшать величину R_m и, следовательно, понижать χ фактор и эффективность преобразования. Для оптимизации соотношения между коэффициентами отражения зеркал M_1 – M_4 были определены оптические потери через сферические зеркала КНИ $\gamma = (P_3 + P_4)/P_1$. Если коэффициенты отражения R_3, R_4 одинаковы, то фактор γ можно вычислить по формуле

$$\gamma = 2\mu \cdot \chi \cdot T_3, \quad (2)$$

где T_3 – пропускание зеркала M_3 . В предположении, что при каждом значении R_2 выполняется согласование импедансов ($R_1 = R_m$) и обеспечено точное пространственное согласование мод ($\mu = 1$), выражения (1) и (2) позволили определить оптимальный интервал значений R_2 , для $R_3 = R_4 = 0,995$. Результаты расчетов представлены на рис.3а, из которого видно, что с ростом коэффициента отражения R_2 постепенно увеличивается доля мощности теряемая через зеркала M_3, M_4 . Для $R_2 \gg 0,95$ скорость нарастания потерь резко увеличивается и при значении $R_2 = 0,99$ мощность в выходном пучке и суммарная мощность потерь через M_3, M_4 равны. Отсюда следует, что коэффициент отражения R_2 выходного зеркала накопительного интерферометра должен быть меньше 0,99.

При выборе коэффициентов отражения зеркал КНИ также важно учитывать, что с увеличением пропускания зеркала M_2 (следовательно, и M_1 из-за необходимости согласования импедансов) входное лазерное излуче-

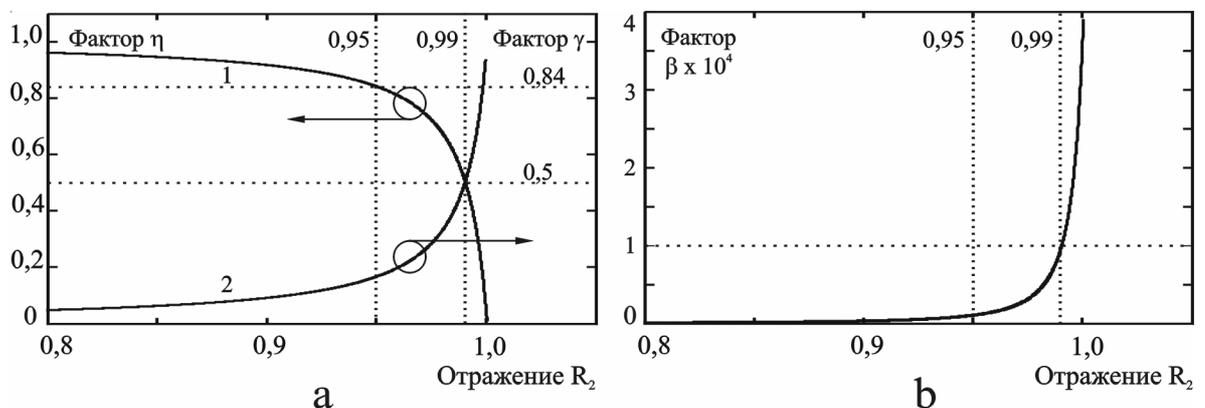


Рис. 3. Оптимизация пропускания выходного зеркала M_2 накопительного интерферометра: а – зависимость эффективности преобразования η (кривая 1) и фактора оптических потерь γ (кривая 2) от коэффициента отражения R_2 выходного зеркала интерферометра; б – тоже для фактора фильтрации β

ние будет все в большей степени проникать в выходной пучок. Степень подавления лазерного излучения оценивалась фактором фильтрации интерферометра β , определяемым как отношение оптической мощности P_2 к мощности P'_2 , регистрируемой на частоте между двумя резонансами пропускания. Оптическая мощность P'_2 вычислялась по формуле [7]

$$\frac{P'_2}{P_1} = \mu \cdot \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4 \cdot \sqrt{R_1 R_m}} \quad (3)$$

Рассчитанная зависимость фактора фильтрации β от величины коэффициента отражения выходного зеркала R_2 для интерферометра “бабочка” представлена на рис.3б. Из рисунка видно, что фактор фильтрации резко уменьшается с понижением коэффициента отражения R_2 . Если исходить из условия, что мощность вне резонанса на выходе КНИ не должна превышать 0,1% входной мощности P_1 , то для отражения выходного зеркала должно выполняться условие $0,95 < R_2 < 0,99$. При этом, согласно рис. 3а, в выходном пучке будет содержаться от 50% до 84% лазерной мощности.

Оценим возможную величину фактора пространственного согласования μ_{0n} получаемую в результате сдвига или наклона входного лазерного пучка относительно собственной моды интерферометра. Для упрощения будем считать, что лазерный пучок представляет собой идеальную HG_{00} моду, у которой размер перетяжки и ее пространственное положение совпадают с аналогичными параметрами собственной HG_{mn} моды интерферометра. Кроме того, ограничимся рассмотрением только одномерного случая, предполагая, что пространственное возмущение входного пучка происходит только вдоль поперечной координаты (x). Вдоль другой поперечной координаты (y) лазерный пучок и собственная мода интерферометра остаются идеально согласованными. Используя выражение для распределения нормированной амплитуды в пучке Эрмита-Гаусса n -го порядка [8] и с учетом того, что перекрытие пучков определяется в плоскости перетяжек, входной лазерный пучок $E_0(x)$ и собственная мода кольцевого интерферометра $E_n(x)$ могут быть представлены в виде

$$E_0(x) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{1}{\rho_0}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-x^2}{\rho_0^2}\right); \quad (4a)$$

$$E_n(x) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{1}{2^n n! \rho_0}\right)^{1/2} \times H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{\rho}\right) \exp\left(\frac{-x^2}{\rho_0^2}\right), \quad (4b)$$

где ρ_0 – радиус пучка в перетяжке, H_n – полином Эрмита n -го порядка. Коэффициент пространственного согласования μ_{0n} между HG_{00} и HG_{0n} модами, распространяющимися вдоль одной оси, определяется интегралом перекрытия [8]

$$\mu_{0n} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x) E_n^*(x) dx \right|^2 \quad (5)$$

Чтобы рассчитать с помощью (5) зависимость коэффициента μ_{0n} от величины сдвига H_0 между осями пучков достаточно в выражении (4а) для лазерного пучка выполнить замену переменной x на $(x + H_0)$. Для пучков, которые распространяются вдоль двух различных осей пересекающихся под небольшим углом θ_0 применить непосредственно выражение (5) при расчете фактора μ_{0n} затруднительно. В этом случае был использован подход, описанный в [9], суть которого состоит в том, что перекрывающиеся поля (4а) и (4б) раскладываются по набору плоских волн с помощью преобразования Фурье следующего вида

$$F_n(\ell) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_n(x) \exp(ik\ell x) dx \quad (6)$$

Здесь $l = \sin(\theta)$, $k = 2\pi/\lambda$. Перейдя, таким образом, в область пространственных частот, можно легко смоделировать наклон пучка на угол $l_0 = \sin(\theta_0)$, выполнив замену переменной l на $(l + l_0)$. После этого с помощью выражения аналогичного (5) вычисляется степень перекрытия между Фурье образами пучков $F_0(l + l_0)$ и $F_n(l)$.

Результаты расчетов коэффициентов пространственного согласования μ_{0n} лазерной HG_{00} моды с различными собственными модами HG_{0n} накопительного интерферо-

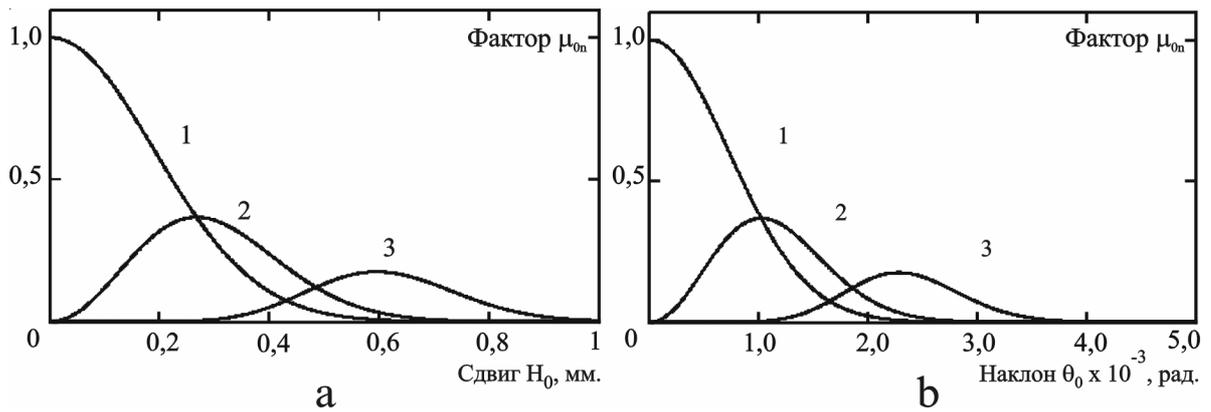


Рис. 4. Зависимость фактора пространственного согласования μ_{0n} от смещения H_0 (а) и угла наклона θ_0 (б) входного лазерного пучка относительно моды накопительного интерферометра: цифрами обозначены кривые, соответствующие нулевой моде (1); моде первого порядка (2); моде пятого порядка (3)

метра как функции сдвига H_0 и угла наклона θ_0 между осями пучков представлены на рис. 4 и в табл. 1. В вычислениях использовались лазерная длина волны $\lambda = 0,85$ мкм и радиус перетяжек мод $s_{01} = 266$ мкм. Прежде всего, отметим, что графики на рис. 4 подтверждают два интуитивно очевидных качественных вывода. Во-первых, чем больше степень возмущения входного пучка, тем более высокого порядка пространственная мода возбуждается в интерферометре. Во-вторых, с ростом порядка n возбуждаемой поперечной моды максимально достижимая величина коэффициента согласования μ_{0n} достаточно быстро убывает. Это в какой-то мере свидетельствует о корректности выполненных расчетов и, следовательно, полученные количественные оценки μ_{0n} в табл. 1 могут рассматриваться как вполне правдоподобные. В частности, с учетом ранее рассчитанного

ограничения на коэффициент отражения выходного зеркала M_2 , эффективность преобразования η в поперечную моду 5-го порядка кольцевого накопительного интерферометра будет не больше чем $0,1755 \times 0,84 \approx 0,15$. Интересно также отметить, что для обоих рассмотренных типов пространственных возмущений входного лазерного пучка соответствующие максимальные значения фактора μ_{0n} совпадают.

Для более наглядного сопоставления экспериментальных результатов с результатами компьютерного моделирования были дополнительно рассчитаны амплитуды резонансов пропускания КНИ при различных смещениях H_0 и углах наклона θ_0 входного лазерного пучка. Частоты резонансов пропускания кольцевого интерферометра “бабочка” с радиусами кривизны сферических зеркал $r_3 = r_4 = r$ и полной длиной $L = d_1 + d_2 = 624$ мм, для моды HG_{0n} вычислялись по формуле [10]

Таблица 1. Коэффициент пространственного согласования между HG_{00} и HG_{0n} модами

Мода HG_{0n}	Сдвиг H_0 , мм	Наклон $\theta_0 \times 10^{-3}$, рад	Фактор μ %
00	0	0	100
01	0,266	1,02	36,79
02	0,375	1,44	27,07
03	0,460	1,77	22,40
04	0,531	2,04	19,54
05	0,594	2,28	17,55

$$v_{q0n}(L) = \frac{c}{L} \left[q + \frac{1}{2\pi} (n+1) \times \arccos \left(r / \sqrt{4L^2 \left(\frac{d_1}{r} - 1 \right) + r^2} \right) \right], \quad (7)$$

где d_1 – расстояние между зеркалами M_3 и M_4 ; q – порядок продольной моды. На рис. 5 представлены результаты, полученные с помощью (5) и (7) для различных θ_0 . Видно, что расчетные данные на рис. 5с качественно совпадают с экспериментальными результатами на рис. 2б.

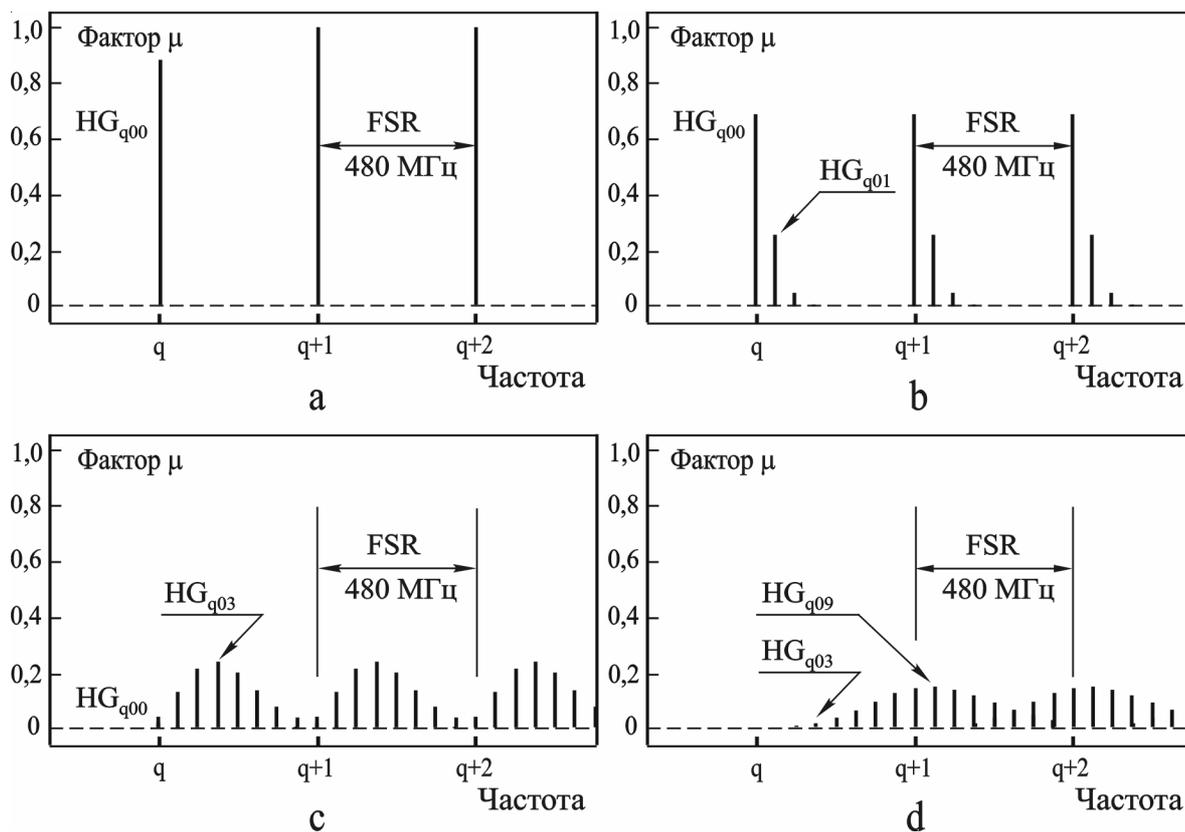


Рис. 5. Расчетные резонансы пропускания накопительного интерферометра “бабочка” при вводе входного лазерного пучка со смещением H_0 или под углом наклона θ_0 относительно оси собственной моды:
 a – $H_0=0$ мм, $\theta_0=0$ рад; b – $H_0=0,059$ мм, $\theta_0=0,61 \times 10^{-3}$ рад; c – $H_0=0,485$ мм, $\theta_0=1,86 \times 10^{-3}$ рад; d – $H_0=0,8$ мм, $\theta_0=3,11 \times 10^{-3}$ рад

Заключение

В работе продемонстрирована методика, которая позволяет преобразовать излучение диодного лазера с плохим пространственным качеством пучка в близкие к идеальным поперечные моды Эрмита-Гаусса заданного порядка. Методика основана на возбуждении различных собственных мод накопительно-го кольцевого интерферометра “бабочка” при смещенном или наклонном вводе лазерного пучка. Для пучков, пересекающихся под небольшим углом, найден способ определения степени пространственного согласования через вычисление интеграла перекрытия между Фурье образами оптических полей. С помощью этого подхода выполнен расчет эффективности η преобразования излучения диодного лазера в моды первых пяти порядков от HG_{00} до HG_{05} . Установлено, что наклон и сдвиг входного лазерного пучка будут обеспечивать одинаковую степень пространственного согласования с собственными HG_{0n} модами интерферометра. Также рассчитано, что при конверсии данным способом лазерного

пучка в HG_{05} моду ожидаемая эффективность η не превышает 17%. Следует признать, что полученное значение параметра η ниже того, что обычно декларируется при использовании модовых конверторов на основе компьютерных голограмм [2]. Однако рассмотренный подход обладает очень важным на наш взгляд преимуществом, а именно воспроизводимой перестройкой порядка возбуждаемой поперечной моды. Параметры рассматриваемого интерферометрического конвертора HG -мод могут быть несколько улучшены, если заменить 4-х зеркальную схему интерферометра на 3-х зеркальную [11] и, кроме того, использовать зеркала с коэффициентом отражения $\gamma \geq 99,995\%$ для высокодобротных интерферометров (high-finesse cavity) [12].

В заключение авторы благодарят д.ф.-м.н. Волостникова В.Г. и к.ф.-м.н. Котову С.П. за ценные замечания и указания. Работа выполнена в рамках проекта, финансируемого отделением физических наук РАН по программе “Полупроводниковые

лазеры”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arlt J., Hitomi T., Dholakia K.* Atom guiding along Laguerre-Gaussian and Bessel light beams // *Appl. Phys. B.* 2000. V.71.
2. *Clifford M.A., Arlt J., Courtial J., et al.* High-order Laguerre-Gaussian laser modes for studies of cold atoms // *Opt. Commun.* 1998. V.156.
3. *Courtial J., Padgett M.J.* Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes // *Opt. Commun.* 1999. V.159.
4. *Beijersbergen M.W., Allen L., van der Veen H.E.L.O., Woerdman J.P.* Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum // *Opt. Commun.* 1993. V.96.
5. *Величанский В.Л., Чернышов А.К.* Преобразование эллиптического пучка излучения инжекционного лазера в аксиально-симметричный пучок // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* 1996. № 3,4.
6. *Baxter T.D., Saito T.T., Shaw G.L., et.al.* Mode matching for a passive resonant ring laser gyroscope // *Appl. Opt.* 1983. V.22. № 16.
7. *Kozlovsky W.J., Nabors C.D., Byer R.L.* Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped CW Nd:YAG laser using monolithic MgO:LiNbO₃ external resonator cavities // *IEEE J. Quantum Electron.* 1988. V.24. №6.
8. *Kogelnik H.* Coupling and conversion coefficients for optical modes. In book: *Fox J. Proc. Symp. Quasi-Opt.* Ed. Brooklyn, NY. Polytechnic Press, 1964.
9. *Salzman J., Hawkins R.J., Lee T.P.* Modal coupling in tilted-mirror waveguide lasers and amplifiers // *Opt. Lett.* 1998. V.13. № 6.
10. *Ярив А.* Квантовая электроника и нелинейная оптика М.: Советское радио, 1973.
11. *Willke B., Uehara N., Gustafson E.K., Byer R.L.* Spatial and temporal filtering of a 10-W Nd:YAG laser with a Fabry-Perot ring-cavity premode cleaner // *Opt. Lett.* 1998. V.23. №21.
12. *Repasky K.S., Watson L.E., Carlsten J.L.* High-finesse interferometers // *Appl. Opt.* 1995. V.34, № 15.

CONVERSION EFFICIENCY OF DIODE LASER EMISSION INTO THE HIGH ORDER GAUSSIAN MODE WITH RING CAVITY

© 2005 A.K. Chernyshov, A.O. Allin

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev of Russian Academy of Sciences

The conversion method of diode laser emission into the transverse Hermite-Gaussian mode of the specified order was shown experimentally in article. The procedure was carried out by excitation of transverse eigen mode ring-cavity at the tilted or displaced coupling of incoming laser beam. The calculation of a peak transformation efficiency η in the modes of first five orders from TEM₀₀ to TEM₀₅ was done. In the case of the laser beam conversion into TEM₀₅ mode the parameter η is less 17%. The similar transformation of laser modes can be applied in the atom physics for neutral atoms capture and the atom beams guiding as well as for particle manipulations in the nanotechnology.