

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 532.2

КВАЗИЛУЧЕВОЕ ОПИСАНИЕ МЕЖМОДОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В КОРОТКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

© 2008 г. Д. В. Кизеветтер, канд. физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

E-mail: Kieseewetter@mailbox.alkor.ru

Представлена квазилучевая физическая модель, учитывающая кривизну отражающей поверхности сердцевинки при распространении луча в волоконном световоде. Показана возможность использования такого подхода для оценки распределения интенсивности излучения, выходящего из короткого световода. Объяснен эффект возникновения спиралеобразных распределений. Экспериментально подтверждено, что косые лучи создают в волокнах преимущественно оптические вихри с одним направлением вращения волнового фронта.

Коды OCIS: 060.0060.

Поступила в редакцию 07.05.2007.

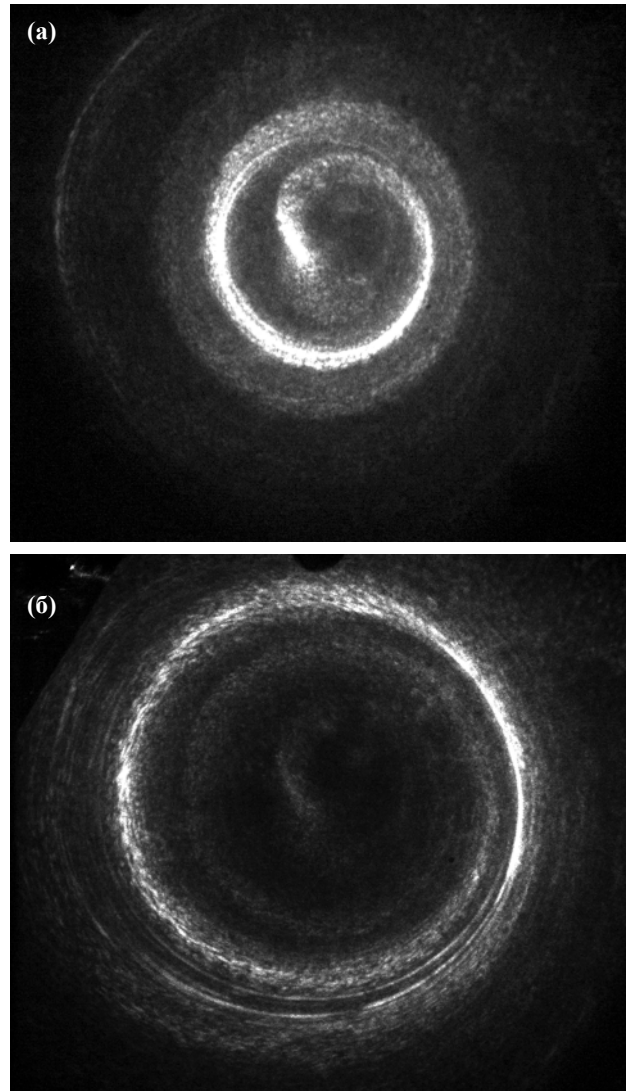
Известно, что в волоконных световодах (ВС) могут возникать оптические вихри [1, 2]. При интерференции опорной плоской электромагнитной волны с расходящимся излучением оптического вихря, выходящего из ВС, образуется спиралеобразная интерференционная картина [3, 4], обусловленная зависимостью фазы вихря от азимутального угла. Однако, как будет показано ниже, спиралеобразная интерференционная картина может также быть результатом межмодовой интерференции оптических вихрей, т. е. формироваться без опорной плоской волны. Обычно для описания физических явлений, связанных с оптическими вихрями в ВС, используют волновое представление, так как классическая лучевая теория не несет информации о фазе. Однако математическое разложение полей немеридиональных лучей в ВС по собственным функциям световода представляет серьезную сложность и может быть выполнено только численными методами, что затрудняет анализ получаемых данных. В настоящее время не существует теории, позволяющей описать распределение интенсивности (РИ) излучения, выходящего из многомодового ВС в виде аналитических выражений, если фазы мод на выходе ВС являются взаимозависимыми. Однако для коротких световодов возможен иной – квазилучевой – подход к решению задачи, рассмотренный ниже. Такой подход не рассматривает волноводные свойства мод, но сопоставляет каждому входящему лучу определенное РИ выходящего излучения.

Пусть ось декартовой системы координат OZ соответствует оси световода, XOY – плоскость входного торца ВС, w_b – радиус лазерного луча, падаю-

щего на входной торец, r_0 – радиус сердцевинки ВС, центр лазерного луча смещен на величину r_s относительно оси ВС в точку P_0 с координатами $(r_s, 0)$. Угол наклона луча γ_0 изменяется в плоскости, параллельной YOZ и проходящей через точку P_0 , следовательно, в сердцевине ВС с показателем преломления n $\gamma = \gamma_0/n$. В частности, при $r_s = 0$ не зависимо от γ луч является меридиональным, соответственно азимутальная координата φ_s центра луча при распространении по ВС изменяется скачкообразно на величину π при пересечении оси ВС. При $r_s \neq 0$ и $\gamma \neq 0$ траектория распространения луча становится винтообразной, луч называют косым или немеридиональным [5, 6], а φ_s является функцией координаты z . Такую зависимость $\varphi_s(z)$ невозможно создать суммированием функций $\cos(l\varphi)$, $\sin(l\varphi)$ с различными азимутальными индексами l и действительными весовыми коэффициентами, не зависящими от z , т. е. указанные лучи формируются оптически вихрями волоконного световода [7]. Изменение координат центра луча описывается лучевой теорией [5, 6], сопоставляющей каждому входящему лучу луч, выходящий из ВС. Однако для реальных световодов распределение интенсивности выходящего излучения $I(x, y)$ всегда существенно отличается от распределения $I(x, y)$ входящего луча. Принципиальное отличие обусловлено тем, что классическая лучевая модель не учитывает кривизну отражающей поверхности сердцевинки и дифракционную расходимость луча. В зависимости от соотношения величин λ/w_b и w_b/r_0 , где λ – длина волны излучения, один из указанных эффектов является доминирующим. Так, для случая, рассмотренного ниже ВС с $r_0 = 500$ мкм, $w_b = 370$ мкм и $\lambda = 0,6328$ мкм

доминирует расходимость, обусловленная отражением от вогнутой поверхности. При однократном отражении диапазон углов по азимуту $\Delta\varphi$ составляет $\pm 2\arcsin(w_b/r_0)$, т. е. для указанных параметров $\Delta\varphi > \pm 90^\circ$. Если в коротком ВС имеет место только однократное отражение луча, РИ выходящего излучения в дальней зоне дифракции $I(\theta, \varphi)$, где θ – осевой угол выхода, при $\gamma = 0$ или $r_s = 0$ представляет собой угловой фрагмент окружности с азимутальной шириной $2\Delta\varphi$ и аксиальной – $\lambda/2w_b$. При $r_s \neq 0$ и $\gamma \neq 0$ наклон луча относительно оси ВС определяется выражением $\psi = \arctg(\tg\gamma/(1 - (r_s/r_0)^2)^{1/2})$, фрагмент окружности будет смещен на угол $\gamma_v = \arcsin(r_s/r_0)$ относительно оси ВС, соответственно, угол выхода будет зависеть от азимутального угла $\theta(\varphi) = n(\psi^2 + \gamma_v^2 - \psi\gamma_v\cos\varphi)^{1/2}$. При многократном отражении луча в ВС распределение $I(\theta, \varphi)$ является результатом наложения угловых фрагментов окружностей, смещенных на γ_v и φ_v , где φ_v – азимутальный угол между точками отражения. Если световод изогнут в плоскости XOZ с постоянным радиусом кривизны R_c , то при отражениях углы γ_v и φ_v не изменяются [5, 6]. Если R_c по длине ВС увеличивается от R_{c0} до бесконечности, то в случае $\gamma \neq 0$ при каждом отражении осевой угол будет уменьшаться (при достижении $\gamma = 0$ – увеличиваться), причем изменение γ будет зависеть от R_c , соответственно от формы изгиба ВС. Для косых лучей различные точки отраженного луча будут попадать на поверхность сердцевины с различной кривизной, следовательно, осевой угол отраженного луча будет зависеть от φ , т. е. $I(\theta, \varphi)$ будет иметь форму спирали. Подбором величин γ и r_s можно добиться, чтобы наложение нескольких фрагментов спирали при многократном отражении сохраняло спиралеобразную форму. Таким образом, учет кривизны отражающей поверхности и дифракционной расходимости позволяет, пренебрегая возникающей спекл-структурой (СПС), использовать законы геометрической оптики для расчета распределения интенсивности излучения, выходящего из коротких волоконных световодов.

Экспериментальные исследования проводились на полимерных световодах длиной L от 0,025 до 0,5 м, а также ВС типа кварц–полимер длиной 3 м с $r_0 = 500$ мкм. Центр лазерного луча ($w_b = 370$ мкм) был смещен на величину $r_s = r_0 - w_b/2$. Примеры экспериментально полученных РИ для ВС длиной 0,025 м приведены на рисунке. Установлено, что практически для любого угла γ можно было подобрать значение r_s , при котором возникает спиралеобразное распределение $I(\theta, \varphi)$. Для ВС большей длины (0,5 м и более) спиралеобразное РИ, как правило, не наблюдалось, при этом осевая полуширина $I(\theta, \varphi)$ была существенно больше угловой расхо-



Распределения интенсивности излучения, выходящего из короткого волоконного световода, при углах ввода излучения. а – 5° , б – 10° .

димости $\lambda/2w_b$. Очевидно, что для таких случаев рассмотренный выше квазилучевой подход без учета рассеяния на дефектах неприменим. Используя корреляционный анализ изображений [8], были определены пространственные характеристики возникающих спекл-структур. Показано, что характерный осевой размер спекл-пятен $\Delta\theta_s$ соответствовал классической оценке $\lambda/2r_0$, а азимутальный $\Delta\varphi_s$ был в 1,5–2 раза больше, причем отношение $\varepsilon = \Delta\varphi_s/\Delta\theta_s$ возрастало от 1 при $r_s = 0$ до $\varepsilon \approx 2$ при $r_s \approx r_0$ и $\gamma \approx \gamma_c$, где γ_c – апертурный угол ВС. Численное моделирование СПС выходящего излучения, выполненное по методике [9], показало, что отношение $\varepsilon \approx 2$ характерно для СПС многомодовых ВС со ступенчатым профилем показателя преломления, сформированных излучением оптических вихрей с одним направлением вращения волнового фронта. Хотя случай

$\varepsilon \approx 2$ возможен также при интерференции излучения обычных волноводных мод с малыми азимутальными индексами. Для того чтобы различить указанные случаи, излучение, выходящее из ВС, делилось полупрозрачным зеркалом, а возникающие изображения с помощью оптической системы были совмещены таким образом, что перекрывались диаметрально противоположные участки одного распределения. Если СПС световода формируется оптическими вихрями с одним направлением вращения, то в области перекрытия полей интерferирует излучение, имеющее противоположные пространственные направления распространения волновых фронтов, что при формировании спекл-структуры эквивалентно интерференции излучения оптических вихрей с различными направлениями вращения. Соответственно, в области перекрытия для обычных волноводных мод величина ε не изменяется, а для оптических вихрей имеет место $\varepsilon \approx 1$. Экспериментально было получено уменьшение ε от $\varepsilon \approx 2,0$ до $\varepsilon \approx 1,5$ в указанной области, что свидетельствовало о доминирующем влиянии оптических вихрей с одним направлением вращения при формировании СПС.

Таким образом, подтверждено, что косые лучи в волоконном световоде создают преимущественно оптические вихри с одним направлением вращения волнового фронта, показана возможность описания распределений интенсивности излучения, выходящего из коротких световодов, с использованием квазилучевого подхода и экспериментально зарегистри-

ровано спиралеобразное распределение интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воляр А.В., Фадеева Т.А. Угловой момент импульса полей маломодового волокна. I. Возмущенный оптический вихрь // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 21. С. 75–81.
2. Алексеев К.Н., Воляр А.В., Фадеева Т.А. Спин-орбитальное взаимодействие и эволюция оптических вихрей в возмущенных слабо направляющих оптических волокнах // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. № 4. С. 639–649.
3. Борисов В.И., Лебедев В.И., Куканов А.Н. Спиральная интерференционная картина светового пучка, прошедшего многомодовое оптическое волокно // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 5. С. 287–290.
4. Короленко П.В. Оптические вихри // Соросовский образовательный журнал. 1998. № 6. С. 94–99
5. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
6. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
7. Alexeyev A.N., Fadeyeva T.A., Volyar A.V., Soskin M.S. Optical vortices and the flow of their angular momentum in a multimode fiber // Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. 1998. V. 1. № 1. P. 82–89.
8. Kieseewetter D. Researches of the spatial anisotropy of speckles of radiation of multimode optical fibers // Proc. SPIE. 2006. V. 6251. P. 239–248.
9. Кизеветтер Д.В. Численное моделирование излучения многомодовых волоконных световодов // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 8. С. 692–701.