

ний фронт стоксова импульса резко падает, а затем затягивается, образуя платформу для появления нового пика. Резкое падение заднего фронта вызвано перекачкой энергии стоксова излучения в импульс накачки. Флуктуации временного стоксова контура, а значит и флуктуации энергии, проявляются в более или менее быстром истощении стоксова импульса на заднем фронте.

В точках максимума асимметрии наиболее близка к нулю, и в расчётных временных формах имеются сильные флуктуации развивающегося нового пика в стоксовом импульсе.

Появление дополнительных пиков в импульсах описано в [4].

### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Зависимость асимметрии и дисперсии распределения импульсной энергии стоксова излучения от энергии возбуждения имеют немонотонный характер, который обусловлен проявлением временной нестационарности. Это необходимо учитывать для получения энергетически стабильных стоксовых импульсов при ВКР преобразовании.

### **Литература**

1. *Penzkofer A., Lauberan A. and Kaiser W.* High Intensity Raman Interactions / New York, 1979.
2. *Kaminskii A. A., Gruber J. B., Bagaev S. N.* Optical spectroscopy and visible stimulated emission of Dy<sup>3+</sup> ions in monoclinic  $\alpha$ -KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and  $\alpha$ -KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystals // Phys. Rev. B 13 Mar. 2002. Vol. 65. P. 1–29.
3. *Raymer M. G., Walmsley I. A., Mostowski J. and Sobolewska B.* Quantum theory of spatial and temporal coherence properties of stimulated Raman scattering // Phys. Rev. A Vol. 32 Jul. 1985. No. 1. P. 332–344.
4. *Carman R. I., Shimizu F., Wang C. S. and Bloembergen N.* Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering // Phys. Rev. A Vol. 2. 1970. P. 60–72.

## **СУПЕРПОЗИЦИЯ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ**

**Л. А. Казак**

В настоящее время особое внимание при анализе процессов формирования и преобразования световых пучков различного амплитудно-фазового профиля уделяется пучкам с винтовыми возмущениями волнового фронта (сингулярным световым пучкам). Впервые на необычные свойства таких световых пучков было обращено внимание в 1974 году, но интенсивность исследований существенно возросла в последнее десятилетие. Вихревой характер распространения электромагнитного излучения позволяет говорить о так называемых оптических вихрях. Поля такого рода могут возникать при прохождении волны через случайно-неоднородные среды, через многомодовые оптические волокна, в лазер-

ных резонаторах, при дифракции на специально синтезированных голограммах.

Интерес к изучению сингулярных пучков связан как с их необычными свойствами, так и с возможными практическими приложениями, такими как, захват и манипуляция микрообъектами, оптическая передача информации, исследования турбулентных явлений в атмосфере и др.

Целью данной работы являлось исследование и адаптация к реальным экспериментальным условиям методов анализа вихревых оптических пучков, установление закономерностей преобразования структуры светового поля при суперпозиции двух сингулярных пучков с различными топологическими зарядами.

Особенностью сингулярных световых пучков, является наличие на волновом фронте особой точки – винтовой дислокации. Наличие такого рода особенности приводит к изменению структуры волновой поверхности. При появлении винтовой дислокации, в центре пучка амплитуда световых колебаний обращается в ноль, а фаза не определена. Основным свойством винтовой дислокации является то, что при обходе вокруг нее по поверхности волнового фронта, фаза изменяется на  $2\pi l$ , где  $l$  величина называемая топологическим зарядом сингулярного пучка и являющаяся характеристикой винтовой дислокации. В зависимости от знака  $l$  винтовые дислокации разделяются на положительные (правые) и отрицательные (левые). Появление такого рода особенности приводит к изменению формы волнового фронта. Эквифазная поверхность перестает быть многолистной, и становится единой поверхностью со специфической винтовой структурой. При этом направление распространения световой энергии задается вектором Умова-Пойнтинга, который перпендикулярен волновой поверхности в каждой точке. Таким образом, в окрестности винтовой дислокации будет происходить “завихрение” энергетического потока.

В окрестности винтовой дислокации комплексную амплитуду поля, в поперечном сечении пучка, можно представить в следующей форме:

$$U(r, \theta) = C \cdot r^l \cdot \exp[i l \theta],$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  – полярный радиус (расстояние от центра вихря),  $\theta = \arctg(y/x)$  – азимутальный угол,  $l$  – топологический заряд сингулярного пучка.

Образование винтовой дислокации на волновом фронте является чисто фазовым эффектом. Поэтому на основе анализа лишь изменения интенсивности в световом пучке, зарегистрировать особенности распределения фазы в окрестности винтовой дислокации не представляется воз-

возможным. Для ее надежной идентификации, необходимо использовать методы связанные с фазой волны. При суперпозиции вихревого оптического пучка с когерентной плоской волной суммарная интенсивность будет иметь вид:

$$I(x, y) = A_1^2 + A_2^2 (x^2 + y^2)^l + 2A_1 A_2 (x^2 + y^2)^{\frac{l}{2}} \cos\left[\frac{2\pi x}{\Lambda} - l \cdot \arctg\left(\frac{y}{x}\right)\right],$$

где  $x, y$  – координаты точки в поперечном сечении сингулярного пучка (центр системы координат находится в центре сингулярного пучка),  $A_1, A_2$  – амплитуды плоской волны и вихревого пучка соответственно,  $\Lambda$  – период интерференционной картины,  $l$  – топологический заряд.

При интерференции сингулярного пучка и сферической волны, распределение интенсивности примет вид:

$$I(x, y) = A_S^2 + A_2^2 (x^2 + y^2)^l + 2A_S A_2 (x^2 + y^2)^{\frac{l}{2}} \cos\left[\frac{2\pi x}{\Lambda} - l \cdot \arctg\left(\frac{y}{x}\right) + \frac{k(x^2 + y^2)}{R}\right],$$

где  $R$  – радиус кривизны волнового фронта,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число.

Типичные картины интерференции сингулярного светового пучка с плоской и сферической волнами представлены на рис. 1. При интерференции с плоской волной (рис. 1, а, б) образуется характерная вилка, причем по количеству разветвлений можно определить величину топологического заряда. В то же время, при использовании сферической волны (рис. 1, в, г) интерференционная картина представляет собой спирали, количество которых характеризует величину топологического заряда, а направление закручивания – его знак.

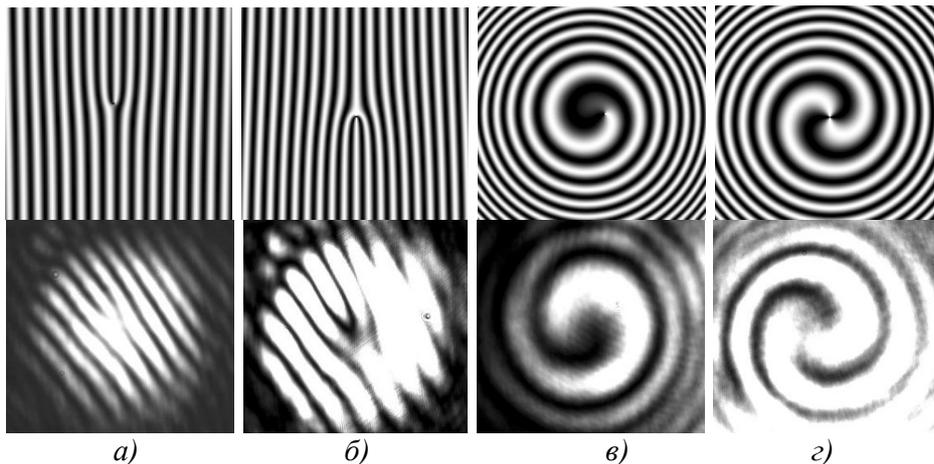


Рис.1 Картины интерференции сингулярного пучка со сферической или плоской волной. а, б – плоская волна, в, г – сферическая волна, топологические заряды равны  $l=+1$ (а, в) и  $l=+2$ (б, г). Сверху приведены расчетные интерференционные картины, снизу полученные экспериментально

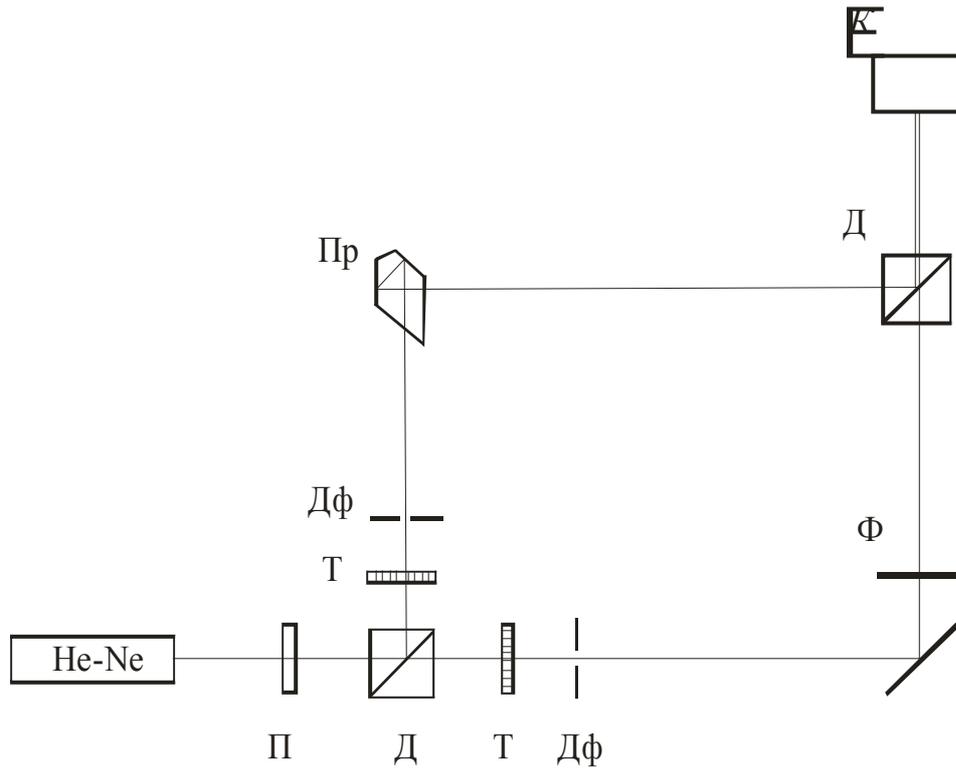


Рис.2. Экспериментальная схема наблюдения суперпозиции оптических вихрей;

П – поляризатор, Д – светоделитель, Т – оптический транспарант, Дф – диафрагма, Пр – призма, Ф – светофильтр, К – камера

Интересная ситуация имеет место при интерференции двух сингулярных пучков. При их суперпозиции распределение интенсивности примет вид:

$$I(x, y) = A_1^2(x^2 + y^2)^{l_1} + A_2^2(x^2 + y^2)^{l_2} + 2A_1A_2(x^2 + y^2)^{\frac{l_1+l_2}{2}} \cos\left[\frac{2\pi x}{\Lambda} - (l_1 - l_2)\text{arctg}\left(\frac{y}{x}\right)\right]$$

где  $l_1$  и  $l_2$  – топологические заряды обоих пучков.

Для экспериментального исследования суперпозиции вихревых пучков применялся интерферометр Маха-Цендера (рис. 2), в каждое плечо которого устанавливались специальные амплитудные транспаранты (типа представленных на рис. 1, а, б), дифракция на которых позволяла формировать световые пучки с винтовой дислокацией.

Расчитанные и экспериментально полученные интерференционные картины при использовании двух оптических вихрей представлены на рис. 3. Расчетные картины (рис. 3, а, г), получены без учета радиальной

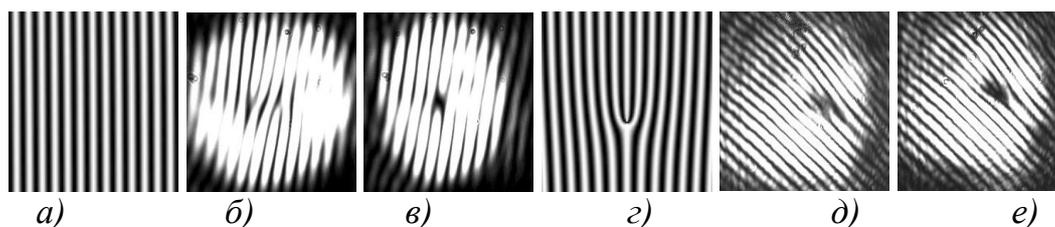


Рис.3 Картины интерференции сингулярных пучков; *a, в* – рассчитанные, *б, в* – полученные экспериментально. Заряды равны по величине и знаку (*a – в*) и противоположены по знаку (*г - д*)

составляющей комплексной амплитуды. Так же видно, что при нескольких разведенных центрах вихрей (рис. 3, *б, д*) и равных по знаку топологических зарядах «вилки» направлены в различные стороны, и наоборот. При сведении винтовых дислокаций двух пучков, характерное разветвление полос указывает на величину заряда  $|l_1 - l_2|$ .

Таким образом, в ходе данной работы исследованы свойства полей с винтовыми дислокациями волнового фронта (оптические вихри). Проанализированы методы определения топологического заряда вихревых пучков с использованием их интерференции с плоской или сферической волнами. Методы адаптированы к реальным экспериментальным условиям. Теоретически и экспериментально изучены картины интерференции, возникающие при суперпозиции двух вихревых оптических пучков с различными топологическими зарядами. Показано, что при смещении центров пучков происходит изменение ориентации характерной вилки.

## ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНЫМИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ И КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В WC-Ti-Co ТВЁРДОМ СПЛАВЕ

**М. В. Карабовский, А. К. Кулешов**

Существует большое число методов получения покрытий на рабочих поверхностях режущих инструментов. Перспективными методами повышения износостойкости металлообрабатывающего инструмента из твердых сплавов является импульсное воздействие высококонцентрированными источниками энергии – мощными ионными, электронными пучками, компрессионными плазменными пучками, лазерным лучом.

Возросший в последние десятилетия интерес к физическим свойствам и методам получения износостойких покрытий обусловил интенсивное развитие этой области исследования. Спеченные твердые сплавы для режущего инструмента представляют собой композиции, состоящие из твердых тугоплавких соединений в сочетании с более легкоплавкими и