

05:07

Оптические вихри в поле рассеяния магнитных доменных голограмм

© Н.А. Грошенко, О.С. Макалиш, А.В. Воляр

Симферопольский государственный университет,
333036 Симферополь, Украина

(Поступило в Редакцию 7 февраля 1997 г.)

Экспериментально и модельно-теоретически рассмотрен процесс магнитооптической дифракции света на феррит-гранатовых магнитных пленках с полосовой доменной структурой, включающей единичные дефекты магнитной решетки в виде "вилок" и "обрывов". Анализ структуры магнитной решетки и поля дифракции света показывает, что полосовая доменная решетка по своему действию на лазерное излучение аналогична фазовой компьютерно-синтезированной голограмме единично чисто винтовой дислокации волнового фронта. Показано, что в результате магнитооптической дифракции на магнитной голограмме можно восстановить оптические вихри с геликоидальным волновым фронтом, переносящим топологический заряд $l = \pm 1; \pm 2$.

Введение

Гауссов пучок, падающий на магнитную пленку с полосовой доменной структурой, распадается на ряд лазерных пучков, характеризующихся направлением распространения и интенсивностью. Это явление принято называть магнитооптической дифракцией [1]. При малых интенсивностях пучка в основе магнитооптической дифракции лежит магнитный эффект Фарадея (предполагается, что в оптическом диапазоне длин волн магнитная проницаемость $\mu = 1$ [2]).

Процесс магнитооптической дифракции на регулярной магнитной решетке был подробно изучен в [2], однако, как правило, в структуре с полосовыми магнитными доменами встречаются нерегулярности, связанные как с дефектами кристаллической решетки пленки или подложки, так и с нерегулярностями распределения вектора намагниченности \mathbf{M} в структуре магнитной пленки. Как отмечалось в [3], такие дефекты распределения неопределенностей градиента вектора намагниченности могут быть двух типов. Первый тип сингулярности связан с единичными дефектами полосовой доменной структуры и соответствует случаю неопределенности y -компоненты скорости изменения вектора намагниченности в доменных стенках. Этот тип единичных дефектов представляется в виде "вилок" в структуре магнитной решетки или в виде "обрывов" доменных полос. Второй тип дефектов связан со скоплениями "вилок" и "обрывов" полосовой магнитной структуры. Этот тип дефекта существенно искажает фазовую структуру магнитной решетки и является переходным от полосовой к лабиринтной структуре доменных пленок.

Целью данной работы явилось исследование особенностей распределения поля лазерного пучка рассеянного магнитной решеткой с единичными структурными дефектами в виде "вилок".

1. В качестве экспериментальных образцов выбирались пленки состава $\text{Bi}_x\text{Lu}_{3-x}(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ выращенные методом жидкой эпитаксии на Ga-Gd подложках. Толщина пленки составляла 5–7 μm , толщина подложки 150 μm . Период магнитной решетки изменялся под действием

внешнего магнитного поля. Внешнее магнитное поле также могло изменять профиль магнитной решетки. В отсутствие магнитного поля в пленке формировались области со средним линейным размером 1.5–2 mm с регулярным распределением полосовых магнитных доменов. Ориентация полос одной области по отношению к другой могла быть повернута на произвольный угол. Области отделялись одна от другой скоплением магнитных дефектов. Профиль регулярной магнитной решетки в отсутствие магнитного поля был близок к ступенчатому профилю.

На рис. 1, *a* представлена область магнитной пленки с регулярным распределением полосовых доменов, имеющих единичную дислокацию типа "вилка". Для сравнения на рис. 1, *b* показано скопление магнитных дефектов. Средний период магнитной решетки в отсутствие внешнего магнитного поля составлял 3–3.5 μm .

Магнитная пленка помещалась в одно из плеч интерферометра Маха–Цендера, который возбуждался линейно поляризованным светом He-Ne лазера $\alpha = 0.63 \mu\text{m}$ (рис. 2). С помощью микроскопа бокового вида выбиралась область с единичным "вилочным" дефектом, и на эту область направлялся гладкий гауссовый пучок (TEM₀₀-мода). В результате дифракции в дальнем поле рассеяния наблюдалась система дифракционных порядков. Было принято считать положительный знак порядка — направо от нулевого и отрицательный — налево от нулевого порядка. Вид дифракционной картины представлен на рис. 3, *a*. На рис. 3, *a* видно, что в порядках дифракции $m \neq 0$ наблюдаются выраженные минимумы интенсивности. Положение этого минимума определяется относительным расположением "вилочного" дефекта и оси гауссового пучка. Подстройкой доменной пленки можно добиться центрального расположения минимума интенсивности. При интерференционном сложении одного из рассеянных дифракционных порядков с гауссовым пучком в интерферометре формируется картина, содержащая интерференционную "вилку" для $m = +1$ порядка дифракции, имеющую два ответвления (рис. 3, *b*). Интерференционная "вилка" в $m = -1$ порядке дифракции

повернута на 180°. Интерференционная картина на рис. 3, *c* характеризует сложение $m = \pm 2$ дифракционного порядка с гауссовым пучком. В этом случае интерференционная "вилка" имеет уже три ответвления. Наличие в интерференционной картине "вилки" указывает на присутствие топологического заряда l в рассеянном свете. Согласно работе [4], величину топологического заряда будем характеризовать разностью числа линий, входящих в узел "вилки" и исходящих из нее. Так, для $m = \pm 1$ порядка топологический заряд равен $l = +1$. В общем случае для магнитной решетки $m = 1$. Если в интерферометре Маха-Цендера референтный и объектный пучки имеют различную кривизну волнового фронта,

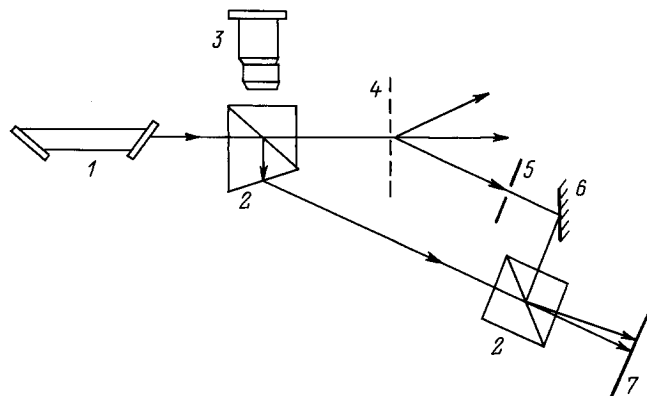


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 — He-Ne лазер, 2 — призмы, 3 — микроскоп бокового вида, 4 — магнитная доменная пленка, 5 — диафрагма, 6 — зеркало, 7 — экран.



Рис. 1. Область магнитной пленки с единичной дислокацией типа "вилка" (*a*), скопление магнитных дефектов (*b*), магнитная пленка с дислокацией типа "сложная вилка" (*c*).

то интерференционная картина представляется в виде спирали. Число ветвей спирали обычно равно модулю величины топологического заряда рис. 3, *d, c*.

2. Оценим процессы, протекающие при магнитооптическом рассеянии на сингулярности магнитной решетки. Вдали от области сингулярности распределение диэлектрической проницаемости в плоскости пленки характеризуется ориентацией вектора намагниченности относительно плоскости пленки посредством периодической функции угла. Для оценочного расчета достаточно ограничиться гармоническим распределением диэлектрической проницаемости по площади пленки. В соответствии с работой [5] рассеянный свет на такой неоднородности должен сформировать только два порядка дифракции. Сравним наши экспериментальные результаты с результатами работ [6,7], полученными в экспериментах по дифракции света на компьютерно-синтезированной фазовой голограмме чисто винтовой дислокации волнового фронта. На рис. 4 приведен вид компьютерной голограммы, рассчитанной в соответствии с результатами работы [6]. Сравнивая вид компьютерной голограммы (рис. 4) с магнитной решеткой (рис. 1, *a*), находим, что свет, рассеянный на магнитной решетке с единичным вилочным дефектом, по своим проявлениям подобен волне, переносящей чисто винтовую дислокацию волнового фронта. Такое поле известно как пучок Лаггера-Гаусса. Тогда напряженность электрического поля m -го порядка дифрагированного на магнитной решетке пучка можно представить в виде моды Лаггера-Гаусса

$$E_l(\rho, \varphi, z) = E_l(\rho/\rho_0)^{|l|} \exp(i l \varphi) \left(\frac{k \rho_0^2 / 2}{z + i k \rho_0^2 / 2} \right)^{(|l|+1)} \times \exp \left[i (|l| + 1) \frac{\pi}{2} \right] \exp \left[\frac{-\rho^2}{\rho_0^2 + 2z / i k} \right] \quad (l = m), \quad (1)$$

где $\text{tg}(\varphi) = y/x$ — азимутальная координата пучка, ρ — радиус пучка, ρ_0 — радиус перетяжки пучка, k — волновое число.

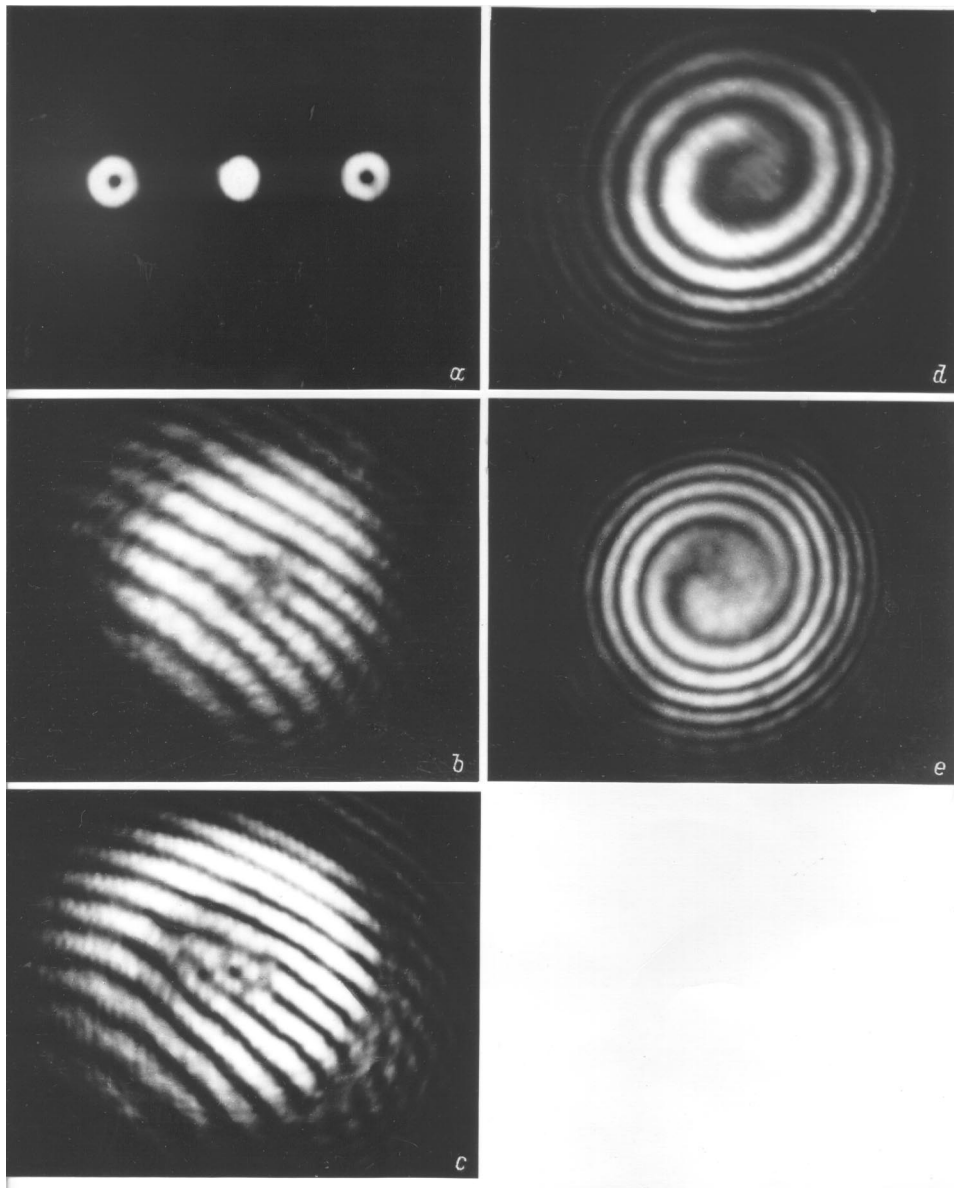


Рис. 3. Картина дифракции (а), интерференционная "вилка" для $m = +1$ порядка дифракции (б), интерференционная "вилка" для $m = +2$ порядка дифракции (с), интерференционная картина в виде спирали для $m = +1$ порядка дифракции (д), интерференционная картина в виде спирали для $m = +2$ порядка дифракции (е).

В дальнейшем будем считать, что на оси z расположена чисто винтовая дислокация волнового фронта, если выполняются условия [4]

$$\operatorname{Re} E_l(r, \varphi, z) = 0, \quad \operatorname{Im} E_l(r, \varphi, z) = 0. \quad (2)$$

Математическую структуру электрического и магнитного полей в окрестности чисто винтовой дислокации волнового фронта с топологическим зарядом l можно записать в виде

$$e \sim e_0 \rho^{|l|} \exp(il\varphi), \quad h \sim h_0 \rho^{|l|} \exp(il\varphi). \quad (3)$$

Уравнения (2) характеризует две поверхности, пересечения которых определяет линию сингулярностей или в

нашем случае линию движения чисто винтовой дислокации волны. Таким образом, рассмотренную магнитную решетку можно представить в виде фазовой голограммы, функция пропускания которой в плоскости xu записывается в виде

$$U(x, y) = U_0 - U_1 \sin(kx - \varphi), \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (4)$$

Λ — период магнитной решетки; U_0 — среднее пропускание голограммы; $U_1(x, y)$ — профиль голограммы.

Восстановленные пучки на такой голограмме имеют фазовый фронт в виде геликоидальной поверхности представленной на рис. 5, а. Расстояние между плоскостями

геликоида равно длине волны света. На оси геликоида имеет место неопределенность фазы волны. При переходе через точку $x = y = 0$ наблюдается скачок фазы на π . При сечении геликоидальной поверхности плоскостью, нормаль которой составляет некоторый угол с осью геликоида, линии пересечения характеризуют линии равных фаз. В этом случае эти линии представляют собой квазипараллельные полосы в области особой точки и образуют окрестность "вилки" (рис. 5, *b*). Если геликоид пересекает система концентрических полусфер, то проекция линии пересечения на плоскость, перпендикулярную оси геликоида, представляет собой спиральную линию равных фаз. Очевидно, что в интерференционном эксперименте линии равных фаз будут соответствовать условиям максимальной интенсивности интерференционной полосы.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Магнитная доменная решетка с единичными сингулярностями распределения вектора намагниченности представляет собой фазовую голограмму оптического вихря. Хотя дифракционная эффективность такой голограммы невелика (в нашем эксперименте она составляла 2–3%), посредством магнитных голограмм можно формировать особые волновые состояния — оптические вихри с различными топологическими зарядами. Это указывает на то, что магнитные голограммы могут найти широкое применение в оптоэлектронике и оптической связи. В отличие от всех других типов световых волн, не имеющих точечных сингулярностей, волновой фронт оптического

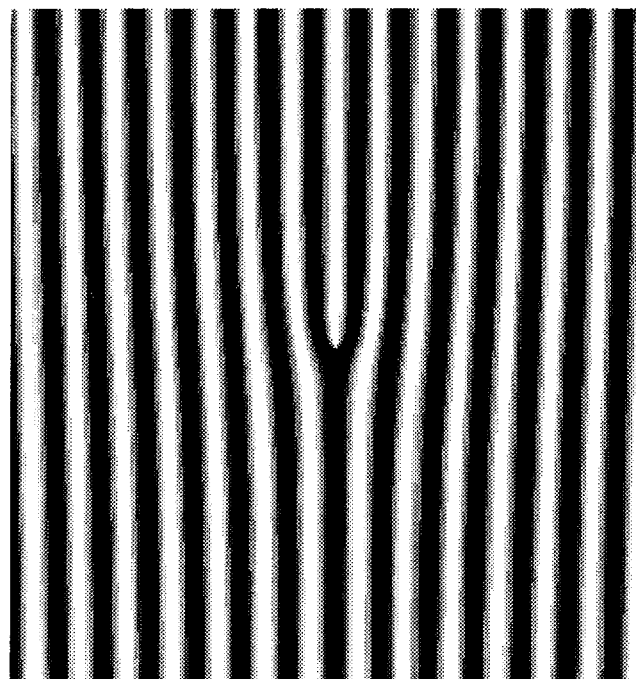


Рис. 4. Компьютерно-синтезированная голограмма чисто винтовой дислокации волнового фронта.

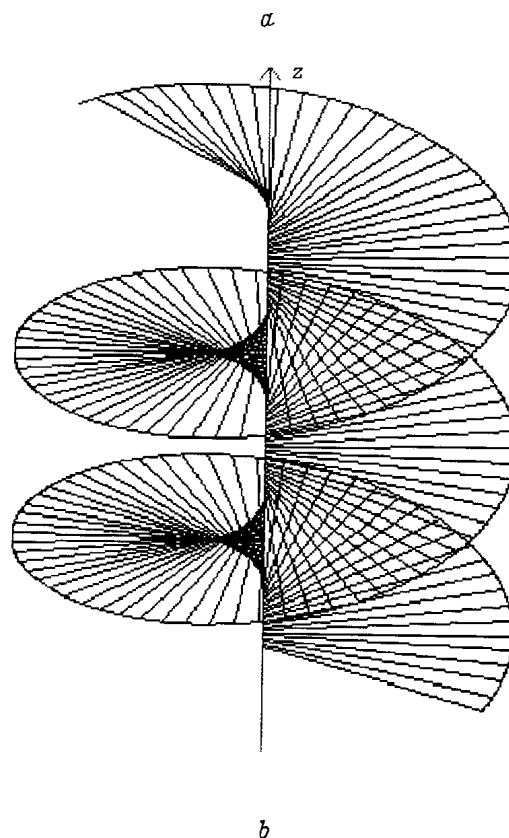


Рис. 5. Геликоидальная поверхность (*a*), квазипараллельные полосы в области особой точки в виде "вилки" (*b*).

вихря, генерированного магнитной голограммой, представляет собой непрерывную в пространстве поверхность, простирающуюся от источника света до наблюдателя.

Список литературы

- [1] *Вилесов Ю.Ф., Вишневский В.Г., Грошенко Н.А.* // Письма в ЖТФ. 1989. Вып. 6. С. 1126–1129.
- [2] *Сименцов Д.И., Губарев А.П.* // Опт. и спектр. 1982. Т. 23. № 3. С. 501–506.
- [3] *Groshenko N., Volyar A., Fadeyeva T.* // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2795. P. 212–215.
- [4] *Berry M.V.* // Physics of Defects. Les Houches Session XXXV. Amsterdam; New York; Oxford: North Holland, 1980. P. 453–543.
- [5] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973 (Born M., Wolf E. Principles of Optics. Oxford; London: Pergamon Press, 1968).
- [6] *Basistiy I.V., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* // Opt. Commun. 1955. Vol. 119. P. 604–612.
- [7] *Bashenov V., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* // J. Modern Optics. 1992. Vol. 739 NS. P. 985–990.