

Журнал основан в 1918 г.

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАВРИЧЕСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО
УНИВЕРСИТЕТА им. В. И. ВЕРНАДСКОГО

Научный журнал

Серия "Физико-математические науки"

Том 23 (62), № 1.

Часть I

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
Симферополь, 2010

**Редакционный совет журнала
«Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского»:**

1. Багров Н.В. – д. г. н., проф., академик НАН Украины, (главный редактор)
2. Бержанский В.Н. – д. ф.-м. н., проф. (зам. главного редактора)
3. Дзедолик И.В. – д. ф.-м. н., доц. (отв. секретарь)

Члены Совета (редакторы серий):

- | | |
|--|--|
| 1. Богданович Г.Ю. – д. филол. н., проф. | 6. Темурьянц Н.А. – д. б. н., проф. |
| 2. Казарин В.П. – д. филол. н., проф. | 7. Ротань В.Г. – д. ю. н., проф. |
| 3. Канов А.А. – д. э. н., проф. | 8. Шоркин А.Д. – д. филос.н., проф. |
| 4. Копачевский Н.Д. – д. ф.-м. н., проф. | 9. Шульгин В.Ф. – д. х. н., проф. |
| 5. Подсолонко В.А. – д. э. н., проф. | 10. Юрченко С.В. – д. полит. н., проф. |

Редакционный коллегия раздела «Физика» серии «Физико-математические науки»

- Арифов Л.Я. – д. ф.-м. н., проф.
Бержанский В.Н. – д. ф.-м. н., проф., (редактор серии, раздела «Физика»)
Воляр А.В. – д. ф.-м. н., проф.
Дзедолик И.В. – д. ф.-м. н., доц.
Полулях С.Н. – д. ф.-м. н., доц.
Пономаренко В.И. – д. ф.-м. н., проф.
Стругацкий М.Б. – д. ф.-м. н., доц.
Терез Э.И. – д. т. н., проф.
Фридман Ю.А. – д. ф.-м. н., проф.
Яценко А.В. – д. ф.-м. н., проф.

**Печатается по решению Ученого совета Таврического национального университета
им. В.И. Вернадского, протокол № 8 от 01.07.2010 г.**

Подписано в печать 02.07.2010 формат 70x100/16
5,2 усл. п. л. 8,8 уч.-изд. л. Тираж 500. Заказ №47.
Отпечатано в информационно-издательском отделе ТНУ.
пр. Вернадского 4, г. Симферополь, 95007

«Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського»

Науковий журнал. Том 23 (62). № 1, Фізико-математичні науки.
Сімферополь, Таврійський національний університет ім. В.І. Вернадського, 2010
Журнал заснований у 1918 р.
Адреса редакції: пр. Вернадського 4, м. Сімферополь, 95007
Надруковано у інформаційно-видавничьому відділі Таврійського національного університету
ім. В.І. Вернадського. пр. Вернадського 4, м. Сімферополь, 95007

УДК 539. 391+514. 764.2

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ДВИЖЕНИЕ НУЛЬ-СТРУНЫ В ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ МАТУМДАРА – ПАПАЕТРОУ

Роцупкин С.Н.¹, Петраш А.Н.², Леляков А.П.¹

¹*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина*

²*Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности,
Севастополь, Украина*

E-mail: rsn@tnu.crimea.ua

В работе получено точное решение уравнений движения пробной нуль-струны в статической метрике Матумдара – Папапетроу, которая описывает систему состоящую из N черных дыр Райснера – Нордстрёма в случае, когда массы входящих в систему черных дыр равны их электростатическому заряду.

Ключевые слова: нуль-струна, точные решения, космология.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в связи с исследованиями крупномасштабной структуры Вселенной всеобщее внимание привлекла задача о динамике релятивистских струн в гравитационных полях.

Космические струны представляют собой линейные топологические дефекты, которые могли образоваться в ранней Вселенной в результате фазовых переходов [1-5], они могут быть либо бесконечной длины, либо замкнуты. Численные расчеты показывают [2], что бесконечные струны, образующиеся в результате фазового перехода в реалистических моделях, составляют около 80% от общего числа струн. Остальные струны возникают в виде замкнутых петель.

Динамика релятивистских струн в гравитационных полях описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с коэффициентами достаточно общего вида, найти общее решение которых редко удается классическими методами. Основным способом решения таких задач являются численные методы, среди которых чаще всего используются разностные методы благодаря их универсальности и наличию хорошо разработанной теории.

Ситуация значительно упрощается при переходе к нуль-струнам, которые соответствуют нулевому натяжению и являются аналогами безмассовых частиц. Поскольку натяжение струн меряется отрицательными степенями массы Планка M_{pl} , то с физической точки зрения предел нулевого натяжения соответствует асимптотически большому масштабам энергии $E \gg M_{pl}$. Поэтому естественно предположить, что нуль-струны реализуют высокотемпературную фазу теории струн, характеризуемую отсутствием размерных параметров. Нарушение конформной симметрии приводит к возникновению ненулевого натяжения у нуль-струн, причем роль параметра, характеризующего это нарушение, играет M_{pl} .

Хотя каждая индивидуальная точка нуль-струны движется по светоподобной геодезической, нуль-струна в целом может иметь совершенно нетривиальную динамику. Ситуация качественно подобна той, которая имеет в ОТО, когда каждый луч в пучке движется по геодезической, тогда как распространение пучка в целом может быть крайне нетривиально в виду действия приливных сил.

В предлагаемой вниманию работе найдено общее решение, описывающее движение нуль-струны в гравитационном поле трех черных дыр.

1. ЛАГРАНЖЕВ ФОРМАЛИЗМ ДЛЯ НУЛЬ p -БРАН В ИСКРИВЛЕННЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

Впервые нуль-струны (струны с нулевым натяжением) движущиеся в пространстве Минковского были рассмотрены в работе Шилда [6] и получили дальнейшее развитие в работах [7, 8]. Естественным обобщением действия бозонной нуль p -браны на случай искривленных пространств является действие вида [7]:

$$S_{G(p)}^{(0)} = \int d^{p+1}\xi \frac{g}{E(\tau, \underline{\sigma})}, \quad (1)$$

где

$$g = \det g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

А

$$g_{\mu\nu} = \partial_\mu x^M G_{MN} \partial_\nu x^N = \begin{pmatrix} G_{MN}(x) \dot{x}^M \dot{x}^N & G_{AB}(x) \dot{x}^A \partial_n x^B \\ G_{CD}(x) \partial_m x^C \dot{x}^D & \mathfrak{G}_{mn} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\mathfrak{G}_{mn} = G_{kp}(x) \partial_m x^k \partial_n x^p, \quad m, n, \dots = 1, 2, \dots, p, \quad (4)$$

$$\dot{x}^M = \partial x^M / \partial \tau, \quad \partial_m x^k = \partial x^k / \partial \sigma^m \quad (5)$$

- индуцированная метрика на мировой гиперповерхности нуль p -браны. В формулах (2) – (5) $M, N, \dots = 0, 1, \dots, D-1$ - индексы внешнего искривленного D -мерного пространства-времени, описываемого метрическим тензором $G_{MN}(x)$; $\mu, \nu, \dots = 0, 1, \dots, p$ - индексы мировой поверхности нуль p -браны, $\xi = (\tau, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_p) \equiv (\tau, \underline{\sigma})$.

Покажем, что детерминант индуцированной метрики (2) можно представить в факторизованной форме. Действительно, так как $\mathfrak{G} \equiv \det \mathfrak{G}_{mn} \neq 0$, то вычитая в (2)

из первой строки вторую, предварительно умноженную слева на $G_{AB}(x)\dot{x}^A\partial_n x^B(\underline{\xi})^{mn}$ получим

$$\det g_{\mu\nu} = \begin{vmatrix} G_{MN}(x)\dot{x}^M\dot{x}^N & G_{AB}(x)\dot{x}^A\partial_n x^B \\ G_{CD}(x)\partial_m x^C\dot{x}^D & \underline{\xi}_{mn} \end{vmatrix} = \dot{x}^M \tilde{\Pi}_{MN}(x)\dot{x}^N \underline{\xi}, \quad (6)$$

где матрица $\tilde{\Pi}_{MN}(x)$ определяется соотношениями

$$\tilde{\Pi}_{MN}(x) = G_{MN}(x) - G_{MB}(x)\partial_n x^B(\underline{\xi})^{mn}\partial_m x^C G_{CN}(x), \quad (7)$$

и имеет свойства проекционного оператора. Используя представление (6), действие (1) можно представить в следующем виде:

$$S_{G(p)}^{(0)} = \int d^{p+1}\xi \frac{\dot{x}^M \tilde{\Pi}_{MN}(x)\dot{x}^N \underline{\xi}}{E(\tau, \underline{\sigma})}. \quad (8)$$

Вариация (8) по гиперлистовой плотности $E(\tau, \underline{\sigma})$ генерирует условие вырожденности индуцированной гиперлистовой метрики

$$g \equiv \det g_{\mu\nu} \equiv \det(\partial_\mu x^M G_{MN}(x)\partial_\nu x^N) = 0, \quad (9)$$

выделяющее класс $(P+1)$ -мерных изотропных гиперповерхностей с нулевой гиперплощадью.

Варьируя действие (8) по $x^M(\tau, \underline{\sigma}) \equiv x^M(\tau, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_p)$ находим уравнения движения нуль p -браны в искривленном пространстве. В произвольной калибровке эти уравнения имеют довольно громоздкий вид, однако, после частичного закрепления калибровки в форме

$$\dot{x}^M G_{MN}(x)\partial_m x^N = 0, \quad (10)$$

эти уравнения существенно упрощаются и принимают вид

$$\left(E^{-1}(\tau, \underline{\sigma})\underline{\xi}^M\right) + E^{-1}(\tau, \underline{\sigma})\underline{\xi}^C\dot{x}^N\Gamma_{CN}^M(G) = 0, \quad (11)$$

$$G_{MN}(x)\dot{x}^M\dot{x}^N = 0, \quad (12)$$

где $\Gamma_{CN}^M(G)$ - символы Кристоффеля для метрики $G_{MN}(x)$. Воспользуемся оставшимся произволом в закреплении калибровки и выберем функцию $E(\tau, \underline{\sigma})$ так, чтобы выполнялось условие

$$\left(E^{-1}(\tau, \underline{\sigma})\xi\right)^{\cdot} = 0. \quad (13)$$

В результате приходим к следующим уравнениям

$$\ddot{x}^M + \Gamma_{NL}^M(G)\dot{x}^L\dot{x}^N = 0, \quad (14)$$

$$G_{MN}(x)\dot{x}^M\dot{x}^N = 0, \quad (15)$$

$$G_{MN}(x)\dot{x}^M\partial_m x^N = 0, \quad m = 1, 2, \dots, p. \quad (16)$$

Уравнения (14)-(16) описывают эволюцию нуль р-бран в искривленном пространстве, которое задается метрическим тензором $G_{MN}(x)$, причем динамику нуль р-браны описывают уравнения (14), в то время как уравнения (15), (16) задают кинематические связи. С физической точки зрения связь (15) представляет собой условие светоподобности, в то время как р связей (16) - условие поперечности по пространственно подобным параметрам $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_p$.

В зависимости от того выполняются связи (16) тождественно или нет, можно говорить о двух физически различных ситуациях. Если связи (16) выполняются тождественно, то эволюция нуль р-браны почти тривиальна в том смысле, что каждая точка нуль р-браны движется по светоподобной геодезической без какой-либо корреляции с остальными точками нуль р-браны. В этом случае движение нуль р-браны сводится попросту к движению коллектива безмассовых точечных частиц. Если же связи (16) не выполняются тождественно, то тогда возникает нетривиальная корреляция между различными точками нуль р-браны, природа которой имеет чисто "бранный" характер.

2. НУЛЬ СТРУНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ МАТУМДАРА – ПАПАНЕТРОУ

Рассмотрим динамику нуль-струны в пространстве-времени Матумдара – Папанетроу первая квадратичная форма которого имеет вид [9, 10]

$$dS^2 = -U^{-2}dt^2 + U^2(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (17)$$

Как показали Хартл и Хоукинг [11], если $U(x, y, z)$ имеет вид

$$U(x, y, z) = 1 + \sum_{i=1}^N \frac{M_i}{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}}, \quad (18)$$

то метрика Матумдара – Папапетроу описывает систему N экстремальных черных дыр Райснера – Нордстрема с одинаковыми зарядами и массами M_i .

Уравнения движения нуль-струны и связи получаются из обычных уравнений (14) – (16) если положить $m = 1$. Подстановка (17), (18) в уравнения (14) – (16) приводит к следующим уравнениям

$$\dot{t} = P_t(\sigma)U^2, \quad (19)$$

$$\ddot{x} + 2\frac{U_{,\tau}}{U}\dot{x} - U_{,x}\left[\frac{1}{U^5}\dot{t}^2 + \frac{1}{U}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)\right] = 0, \quad (20)$$

$$\ddot{y} + 2\frac{U_{,\tau}}{U}\dot{y} - U_{,y}\left[\frac{1}{U^5}\dot{t}^2 + \frac{1}{U}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)\right] = 0, \quad (21)$$

$$\ddot{z} + 2\frac{U_{,\tau}}{U}\dot{z} - U_{,z}\left[\frac{1}{U^5}\dot{t}^2 + \frac{1}{U}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)\right] = 0, \quad (22)$$

$$\frac{1}{U^2}\dot{t}^2 + U^2(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) = 0, \quad (23)$$

$$\frac{1}{U^2}\dot{t}' + U^2(\dot{x}'^2 + \dot{y}'^2 + \dot{z}'^2) = 0. \quad (24)$$

Общее решение уравнений (19) – (22) имеет вид

$$t(\tau, \sigma) = t_0(\sigma) + P_t(\sigma)U^2\tau, \quad (25)$$

$$x(\tau, \sigma) = f_x(\sigma) + A_x \cos(F(\sigma)\tau) + B_x \sin(F(\sigma)\tau), \quad (26)$$

$$y(\tau, \sigma) = f_y(\sigma) + A_y \cos(F(\sigma)\tau) + B_y \sin(F(\sigma)\tau), \quad (27)$$

$$z(\tau, \sigma) = f_z(\sigma) + A_z \cos(F(\sigma)\tau) + B_z \sin(F(\sigma)\tau), \quad (28)$$

где введены следующие обозначения

$$f_x(\sigma) = \frac{2P_t^2(\sigma)}{F^2(\sigma)U} \sum_{i=1}^N \frac{M_i x_i}{\left((x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2\right)^{3/2}}, \quad (29)$$

$$f_y(\sigma) = \frac{2P_t^2(\sigma)}{F^2(\sigma)U} \sum_{i=1}^N \frac{M_i y_i}{\left((x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2\right)^{3/2}}, \quad (30)$$

$$f_z(\sigma) = \frac{2P_t^2(\sigma)}{F^2(\sigma)U} \sum_{i=1}^N \frac{M_i z_i}{\left((x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2\right)^{3/2}}, \quad (31)$$

$$F^2(\sigma) = \frac{2P_t^2(\sigma)}{U} \sum_{i=1}^N \frac{M_i}{\left((x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2\right)^{3/2}}, \quad (32)$$

а $t_0(\sigma)$, $P_t(\sigma)$, $A_x(\sigma)$, $A_y(\sigma)$, $A_z(\sigma)$, $B_x(\sigma)$, $B_y(\sigma)$, $B_z(\sigma)$ – “константы” интегрирования. Связи (23), (24) накладывают на “константы” интегрирования следующие условия:

$$A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z = 0, \quad (33)$$

$$A_x^2 + A_y^2 + A_z^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 = \frac{P_t^2(\sigma)}{F^2(\sigma)}, \quad (34)$$

$$A_x f'_x + A_y f'_y + A_z f'_z = 0, \quad (35)$$

$$B_x f'_x + B_y f'_y + B_z f'_z = 0, \quad (36)$$

$$P_t(\sigma) = \frac{\alpha}{U^2}, \quad t_0 = \text{const.}, \quad \alpha = \text{const.} \quad (37)$$

Анализ решения (25)-(28) показывает, что пространство-время (17), (18) для замкнутой нуль-струны играет роль гравитационной ловушки. Аналогичное решение было получено при исследовании движения замкнутой нуль-струны в пространстве времени Переса [12].

В качестве примера рассмотрим динамику нуль-струны в гравитационном поле трех черных дыр расположенных в точках с координатами $(-l, 0, 0)$, $(0, 0, 0)$, $(l, 0, 0)$. Для простоты будем предполагать, что $M_1 = M_2 = M_3 = M$, а нуль-струна лежит в плоскости uoz . В этом случае имеем

$$A_x(\sigma) = B_x(\sigma) = f_x(\sigma) = f_y(\sigma) = f_z(\sigma) = 0. \quad (38)$$

Для выполнения связи (33) полагаем

$$\begin{aligned} A_y(\sigma) &= R \cos\left(\frac{\sigma}{R}\right), & B_y(\sigma) &= -R \sin\left(\frac{\sigma}{R}\right), \\ A_z(\sigma) &= R \sin\left(\frac{\sigma}{R}\right), & B_z(\sigma) &= R \cos\left(\frac{\sigma}{R}\right). \end{aligned} \quad (39)$$

Тогда после громоздких преобразований находим следующее решение

$$t = \tau, \quad x = 0, \quad y = M \cos\left(\frac{1}{M}\left(\frac{t}{(2+\sqrt{2})^2} + \sigma\right)\right), \quad z = M \sin\left(\frac{1}{M}\left(\frac{t}{(2+\sqrt{2})^2} + \sigma\right)\right). \quad (40)$$

Решение (40) описывает замкнутую нуль-струну вращающуюся в плоскости yoz .

ВЫВОДЫ

В работе получено точное решение описывающее движение замкнутой нуль-струны в гравитационном поле N черных дыр. Показано, что в этом случае гравитационное поле играет роль гравитационной ловушки. Приведено решение, описывающее вращающуюся нуль-струну в пространстве-времени трех черных дыр. Полученные точные решения представляют интерес по нескольким причинам. Во-первых, некоторые интересные характеристики фонового пространства оказываются закодированными в свойствах струны, т.е. в свойствах 2-мерной теории на ее мировой поверхности. Во-вторых, в области нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных численный анализ до сих пор является самым сложным. Поэтому любые точные решения нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных является очень ценным, т.к. может служить в качестве теста при отработке численного метода.

Авторы выражают глубокую благодарность Желтухину А.А. за обсуждение полученных результатов.

Список литературы

1. Vilenkin A. Cosmic strings and domain walls / A. Vilenkin // Phys. Reports. – 1985. – Vol. 121 – p. 265–315.
2. Moore J.N. On the Evolution of Abelian / Moore J.N., Shellard E.P.S. and Martins C.J.A.P. – Higgs String Networks. Preprint hep – ph / 0107171.
3. Bennett D.P. Evolution of Cosmic Strings / D.P. Bennett // Phys. Rev. D. – 1986. – Vol. 35. – h. 872–888.
4. Brandenberger R.H. Inflation and cosmic string: Two mechanisms for producing structure in the Universe / R.H. Brandenberger, Cambridge, 1987. – Prep. DAMTP.
5. Kibble T.W.B. Cosmic strings / T.W.B. Kibble, M.B. Hindmarsh. – Preprint hep-th / 9411342.
6. Schild A. Classical null strings // Phys. Rev. – 1977. – V. 16 D. – P. 1722–1733.
7. Roshchupkin S.N. Friedman Universes and exactly solution on string cosmology / S.N. Roshchupkin, A.A. Zheltukhin // Class. Quantum. Grav. – 1995. – Vol. 12. – p. 2519–2524.
8. Roshchupkin S.N. Varionational principle and a perturbative solution of non-linear string equations curved space / S.N. Roshchupkin, A.A. Zheltukhin // Nucl. Phys. Grav. – 1999. – V. 543 B. – P. 365–375.

9. Majumdar S.D. A Class of Exact Solutions of Einstein's Field Equations / S.D. Majumdar // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 72. – p. 390.
10. Papapetrou A. A Static Solution of the Equations of the Gravitational Field for an Arbitrary Charge Distribution / A. Papapetrou // Proc. Roy. Irish Acad. – 1947. – A51. – p. 191.
11. Hartle J.B. Solutions of the Einstein-Maxwell equations with many black holes / Hartle J.B. and Hawking S.W. // Commun. Math. Phys. – 1972. – Vol. 26. – p. 87.
12. Lelyakov A.P. Null and tensile string in Peres spacetime / A.P. Lelyakov and S.N. Roshchupkin // Acta Physica Polonica B. – 2002. – vol. 33. № 2. – P. 593–601.

Рощупкин С.М. Точний розв'язок, що описує рух нуль-струни у просторі-часі Матумдара-Папаетроу / С.М. Рощупкин, О.М. Петраш, О.П. Лесяков // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 3-10.

У роботі отримано точний розв'язок рівнянь руху пробної нуль-струни в статичній метриці Матумдара-Папаетроу, що описує систему з n чорних дір Райснера-Нордстрома у випадку коли маси чорних дір дорівнюють їх електростатичному заряду.

Ключові слова: нуль-струна, точні розв'язки, космологія.

Roshchupkin S.N. The exact solution describing movement of a null-string in Majumdar-Papapetrou space-time / S.N. Roshchupkin, A.N. Petrash, A.P. Lelyakov // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 3-10.

In this article we have received exact solution of motion equations null-string in static metric Majumdar-Papapetrou which describes system consisting of n black holes.

Keywords: null-string, exact solutions, cosmology.

Поступила в редакцію 23.11.2009 г.

УДК 539. 391+514. 764.2

**ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ,
ПОРОЖДАЕМОГО ЗАМКНУТОЙ НУЛЬ СТРУНОЙ ПОСТОЯННОГО
РАДИУСА**

Леяков А.П.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lelyakov@tnu.crimea.ua*

В работе найдены условия которым должны удовлетворять метрические функции, описывающие гравитационное поле замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного со временем) радиуса, которая движется вдоль оси Z и в каждый момент времени полностью лежит в плоскости ортогональной этой оси.

Ключевые слова: нуль-струна, граничные условия, космология.

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемая работа посвящена дальнейшему развитию одного из фундаментальных направлений исследования струнной космологии, а именно исследованию гравитационного поля порождаемого струной. Основной трудностью, с которой приходится сталкиваться при решении такого рода задач является сингулярность компонент тензора энергии импульса для струны (нуль-струны), причиной возникновения которой есть устоявшийся математический формализм использующийся в настоящее время для описании космических струн. Все дело в том, что по существующим в литературе оценкам [1] радиус поперечного сечения струны $\rho_s \approx 10^{-29}$ см. Поэтому для их описании используется вполне разумное приближение, в котором положение струны задается линией в D -мерном пространстве времени, когда траекторией струны является двумерная мировая поверхность, а действие для струны выбирается пропорциональным площади этой мировой поверхности [2]. Именно отказ от трех мерности или “размазанности” струны и является причиной возникновения сингулярности в струнном тензоре энергии импульса. При этом простой переход в компонентах тензора энергии импульса от дельта функций к дельта-функциональным последовательностям, в чем собственно и могла бы заключаться процедура “размазывания”, может не дать желаемого результата так как невозможно учесть возможное появления слагаемых (множителей), которые при стягивании этого “размазанного” распределения в одномерный объект обращаются в ноль (константу).

Поскольку вне струны, все компоненты струнного тензора энергии импульса тождественно равны нулю [3], а отличны от нуля (стремятся к бесконечности) непосредственно на струне, то задачу о поиске гравитационного поля порождаемого нуль-струной удобно разбить на две: “внешнюю”, для которой правые части

уравнений Эйнштейна равны нулю, и “внутреннюю”, с ненулевой правой частью уравнений Эйнштейна, анализу которой и посвящена эта работа. Анализ “внутренней” задачи должен дать условия, которым удовлетворяют метрические функции “внешней” задачи на струне.

В качестве источника поля, при анализе “внутренней” задачи, удобно рассмотреть некоторое “хорошо определенное” “размазанное” распределение, например вещественное безмассовое скалярное поле (поскольку в решаемой задаче мы рассматриваем скалярный нуль объект) а затем стянуть его в струну требуемой конфигурации, получив при этом искомые условия на функции “внешней” задачи, требуя при этом, чтобы компоненты тензора энергии импульса скалярного поля в пределе такого сжатия асимптотически совпали с компонентами нуль струнного тензора энергии-импульса [3].

1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ “ВНУТРЕННЕЙ” ЗАДАЧИ

В цилиндрической системе координат $(x^0=t, x^1=\rho, x^2=\theta, x^3=z)$ функции $x^m(\tau, \sigma)$ ($m=0,1,2,3$) определяющие траекторию движения замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного со временем) радиуса R , которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси, имеют следующий вид:

$$t = \tau, \rho = R = const., \theta = \sigma, z = \pm\tau,$$

где знак \pm соответствует выбору направления движения, τ и σ параметры на мировой поверхности нуль-струны.

Используя результаты работ [4,5], квадратичную форму для “внутренней” задачи можно представить в следующем виде

$$dS^2 = e^{2\nu} \left((dt)^2 - (dz)^2 \right) - A(d\rho)^2 - B(d\theta)^2, \quad (1)$$

где $\nu = \nu(q)$, $A = A(q, \rho)$, $B = B(q, \rho)$, $q = t - z$.

Стягивая некоторое “размазанное” распределение (размерность пространства 1+3) в струну (размерность пространства 1+1) ранг матрицы метрического тензора “размазанной” (“внутренней”) задачи в каждой точке на струне, вырождается до двух. Следовательно, ранг матрицы искомого “внешнего” решения в каждой точке на струне также должен быть равен двум. Тогда из (1) следует, что на струне (т.е. при $q = 0, \rho = R$)

$$e^{2\nu} \neq 0, \quad A = 0, \quad B = 0. \quad (2)$$

Тензор энергии импульса для вещественного безмассового скалярного поля имеет следующий вид [1]

$$T_{\alpha\beta} = \varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}L, \quad (3)$$

где $L = g^{\omega\lambda}\varphi_{,\omega}\varphi_{,\lambda}$, $\varphi_{,\alpha} = \partial\varphi/\partial\alpha$, φ – потенциал скалярного поля, индексы $\alpha, \beta, \omega, \lambda$ принимают значения 0,1,2,3.

Для того чтобы обеспечить самосогласованность уравнений Эйнштейна для тензора (3), будем требовать

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\beta}(q, \rho) \rightarrow \varphi = \varphi(q, \rho). \quad (4)$$

Система уравнений Эйнштейна для (1), (3) может быть представлена в следующем виде

$$-\frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) + 2\nu_{,q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 + \left(\frac{B_{,q}}{B} \right)^2 \right) = 2\chi(\varphi_{,q})^2, \quad (5)$$

$$-\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right)^2 + \frac{A_{,\rho}}{4} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{B} \right) = \chi(\varphi_{,\rho})^2, \quad (6)$$

$$\frac{1}{4} A_{,\rho} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{1}{A} - \frac{1}{B} \right) = \chi(\varphi_{,\rho})^2, \quad (7)$$

$$-\frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right) + \frac{1}{2} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{A_{,q}}{A} - \frac{B_{,q}}{B} \right) = 2\chi\varphi_{,q}\varphi_{,\rho}. \quad (8)$$

Сравнивая систему уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны, полученной в работе [4] с системой (5) – (8) для скалярного поля, можно сделать вывод о том, что при стягивании скалярного поля в струну требуемой конфигурации

$$(\varphi_{,\rho})^2 \rightarrow 0, \quad (\varphi_{,q})^2 \rightarrow \infty, \quad \varphi_{,\rho}\varphi_{,q} \rightarrow 0. \quad (9)$$

2. АНАЛИЗ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ “ВНУТРЕННЕЙ” ЗАДАЧИ

Поскольку ковариантная производная от компонент тензора Эйнштейна равна нулю $G_{\alpha;\beta}^{\beta} = 0$, где G_{α}^{β} тензор Эйнштейна, точка с запятой обозначает ковариантную производную. То, требуя выполнения равенства

$$T_{\alpha;\beta}^{\beta} = 0,$$

для (3), получим уравнение, которому должен удовлетворять потенциал скалярного поля

$$\left(g^{\alpha\beta} \varphi_{,\alpha} \right)_{;\beta} = 0. \quad (10)$$

Расписывая (10) для квадратичной формы (1) и учитывая (4), получаем

$$\varphi_{,\rho\rho} = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{,\rho}}{A} - \frac{B_{,\rho}}{B} \right) \varphi_{,\rho}. \quad (11)$$

Поскольку, в общем случае для “размазанного” распределения скалярного поля $\varphi_{,\rho} \neq 0$, то первый интеграл уравнения (11) есть

$$\frac{A}{B} = \eta(\varphi_{,\rho})^2, \quad (12)$$

где дальнейший анализ показывает, что $\eta = const$.

Отметим, что из (7), при условии $\varphi_{,\rho} \neq 0$, сразу же следует

$$A_{,\rho} \neq 0, \quad B_{,\rho} \neq 0, \quad A \neq B. \quad (13)$$

Интегрируя совместно уравнения (6), (8) можно получить связь метрических функций $A(q, \rho)$ и $B(q, \rho)$ с потенциалом скалярного поля, а именно

$$B(q, \rho) = \beta(q) \exp(-\chi\varphi^2), \quad (14)$$

$$A(q, \rho) = \beta(q)(\varphi_{,\rho})^2 \exp(-\chi\varphi^2), \quad (15)$$

где $\beta(q)$ “константа” интегрирования. Подставляя функции (14), (15) в (7) получим уравнение, которое содержит только потенциал скалярного поля и его производные по переменной ρ

$$\left(\varphi\varphi_{,\rho\rho} - \chi(\varphi_{,\rho})^2 \varphi^2\right) \left[1 - (\varphi_{,\rho})^2\right] + (\varphi_{,\rho})^2 = 0. \quad (16)$$

Поскольку согласно (9) при стягивании скалярного поля в нуль-струну $\varphi_{,\rho} \rightarrow 0$, то будем искать решение (16) в случае

$$(\varphi_{,\rho})^2 \ll 1. \quad (17)$$

Тогда, пренебрегая слагаемыми порядка $(\varphi_{,\rho})^4$, перепишем уравнение (16) в виде

$$\varphi\varphi_{,\rho\rho} - \chi(\varphi_{,\rho})^2 \varphi^2 + (\varphi_{,\rho})^2 = 0. \quad (18)$$

Отметим, что уравнение (18), описывает распределение потенциала скалярного поля, которое уже сконцентрировано внутри тонкого кольца для которого переменные q и ρ изменяются в пределах

$$q \in [-\Delta q, +\Delta q], \quad \rho \in [R - \Delta\rho, R + \Delta\rho], \quad (19)$$

где Δq и $\Delta\rho$ малые положительные константы, определяющие “толщину” кольца, т.е.

$$\Delta q \ll 1, \quad \Delta\rho \ll 1, \quad (20)$$

а в пределе сжатия такого “тонкого” кольца в одномерный объект (нуль-струну)

$$\Delta q \rightarrow 0, \quad \Delta\rho \rightarrow 0. \quad (21)$$

Первый интеграл уравнения (18) есть

$$\varphi_{,\rho} = \frac{\lambda(q)}{\varphi} \exp\left(\frac{\chi}{2}\varphi^2\right), \quad (22)$$

где $\lambda(q)$ “константа” интегрирования.

Интегрируя (22), находим

$$\exp\left(-\frac{\chi}{2}\varphi^2\right) = \alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho, \quad (23)$$

где $\alpha(q)$ “константа” интегрирования и, кроме того, из (23)

$$\alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho > 0. \quad (24)$$

Логарифмируя левую и правую часть полученного равенства (23), получаем

$$\varphi^2 = -\frac{2}{\chi} \ln(\alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho), \quad (25)$$

или

$$\varphi(q, \rho) = \sqrt{\ln\left(\frac{1}{(\alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho)^{2/\chi}}\right)}. \quad (26)$$

Из (24), (26)

$$0 < \alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho \leq 1, \quad (27)$$

а потенциал φ скалярного поля принимает значения от

$$\varphi = 0, \text{ при } \alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho = 1, \quad (28)$$

и до

$$\varphi \rightarrow \infty, \text{ при } \alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho \rightarrow 0. \quad (29)$$

Отметим так же, что функции $\alpha(q)$ и $\lambda(q)$ должны быть симметричны относительно инверсии q на $-q$, т.е.

$$\alpha(q) = \alpha(-q), \quad \lambda(q) = \lambda(-q). \quad (30)$$

Дифференцируя (26) по переменным q и ρ , получаем

$$\varphi_{,q} = -\frac{1}{\chi\varphi} \frac{\alpha_{,q} - \chi\lambda_{,q}\rho}{(\alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho)}, \quad (31)$$

$$\varphi_{,\rho} = \frac{\lambda(q)}{\varphi} \frac{1}{(\alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho)}. \quad (32)$$

Рассмотрим поведение функций (31), (32) на границе ($\varphi \rightarrow 0$). Согласно (9), (28), (32)

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} (\varphi_{,\rho})^2 = \lim_{\varphi \rightarrow 0} \left(\frac{\lambda^2(q)}{\varphi^2} \frac{1}{(\alpha(q) - \chi\lambda(q)\rho)^2} \right) = \lim_{\varphi \rightarrow 0} \left(\frac{\lambda^2(q)}{\varphi^2} \right) \rightarrow 0. \quad (33)$$

Удовлетворить (33), можно только в том случае, если

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} (\lambda(q)) \rightarrow 0, \quad (34)$$

тогда из (28), с учетом (34)

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} (\alpha(q)) \rightarrow 1. \quad (35)$$

Следствием (34) есть зависимость потенциала скалярного поля на границе ($\varphi \rightarrow 0$) только от переменной q , т.е.

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} (\varphi(\rho, q)) = \varphi(q). \quad (36)$$

Учитывая (14), (15), (26), (31), (32), (34), (35) представим уравнение (5) в следующем виде

$$\left[\frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{\beta_{,q}}{\beta} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_{,q}}{\beta} \right)^2 - 2\nu_{,q} \frac{\beta_{,q}}{\beta} \right] - 2 \left[\left(2\nu_{,q} - \frac{\beta_{,q}}{\beta} \right) \frac{\alpha_{,q}}{\alpha} - \frac{\alpha_{,qq}}{\alpha} \right] = \frac{(\alpha_{,q}/\alpha)^2}{2 \ln(\alpha(q))}. \quad (37)$$

Согласно (14) функция $\beta(q)$ положительно определенная, симметричная функция, стремящаяся к нулю на границе ($\varphi \rightarrow 0$), что позволяет выбрать следующую калибровку (т.е. зафиксировать связь между функциями $\beta(q)$ и $\alpha(q)$)

$$\beta(q) = \gamma \ln^2(\alpha(q)), \quad (38)$$

где γ положительная константа.

Интегрируя (37) для (38), получаем

$$\frac{\alpha_{,q}}{\alpha} = \frac{ce^{2\nu}}{\alpha(q)(1 + \ln(\alpha(q)))^{3/4}}, \quad (39)$$

где $c = const$. Для дальнейшего интегрирования (39) удобно выбрать

$$e^{2\nu} = \alpha(q)\mu(q). \quad (40)$$

Согласно (1), (30) функция $\mu(q)$ есть положительно определенная, симметричная относительно инверсии q на $-q$ функция, т.е.

$$\mu(q) = \mu(-q). \quad (41)$$

Интегрируя (39) для (40), получаем

$$\ln(\alpha(q)) = -1 + \left(c_1 + \frac{4c}{7} \int \mu(q) dq \right)^{4/7}, \quad (42)$$

где $c_1 = const$.

Как следует из (35), (42) на границе ($\varphi \rightarrow 0$)

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} \left(c_1 + \frac{4c}{7} \int \mu(q) dq \right)^{4/7} \rightarrow 1. \quad (43)$$

Из (41), (43) функция $\int \mu(q) dq$ (первообразная функции $\mu(q)$) есть нечетная ограниченная функция, которая при $c_1 = 0$, $c = 7/4$, изменяется в пределах от -1 до $+1$ т.е., для (43)

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} \int \mu(q) dq = \pm 1, \quad (44)$$

или используя (19)

$$\lim_{q \rightarrow \pm \Delta q} \int \mu(q) dq = \pm 1. \quad (45)$$

Согласно (44), (45) в качестве функции $\int \mu(q) dq$, может быть выбрана, например, функция

$$\int \mu(q) dq = \tanh(\xi q), \quad (46)$$

где $\xi = const.$, причем в соответствии с (20), (45)

$$\xi \gg 1, \quad (47)$$

а при сжатии скалярного поля в одномерный объект (струну), согласно (21), (45), (46)

$$\xi \rightarrow \infty, \quad (48)$$

$$\int \mu(q) dq \rightarrow \text{sign}(q), \quad (49)$$

Дифференцируя (46) по переменной q находим

$$\mu(q) = \frac{\xi}{\cosh^2(\xi q)}. \quad (50)$$

Подставляя (50) в (42), находим

$$\alpha(q) = \exp\left\{-1 + \tanh^{4/7}(\xi q)\right\}. \quad (51)$$

Следствием (21), (40), (48), (50), (51) есть то, что при сжатии скалярного поля в одномерный объект (струну)

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} e^{2\nu} = \lim_{\xi \rightarrow \infty} \left(\exp\left\{-1 + \tanh^{4/7}(\xi q)\right\} \frac{\xi}{\cosh^2(\xi q)} \right) = \begin{cases} \infty & \text{при } q=0, \\ 0 & \text{при } q \neq 0. \end{cases} \quad (52)$$

Можно привести еще один пример функции $\int \mu(q) dq$, который при

$$c_1 = 0, \quad c = 7/2\pi, \quad (53)$$

также выполняет асимптотическое равенство (43)

$$\int \mu(q) dq = \arctan\left(\frac{q}{\varepsilon}\right), \quad (54)$$

где $\varepsilon = const.$, причем в соответствии с (20), (45)

$$\varepsilon \ll 1, \quad (55)$$

а при сжатии скалярного поля в одномерный объект (струну), согласно (21), (45), (54)

$$\varepsilon \rightarrow 0, \quad (56)$$

$$\int \mu(q) dq \rightarrow \text{sign}(q). \quad (57)$$

Из (54)

$$\mu(q) = \frac{\varepsilon}{q^2 + \varepsilon^2}. \quad (58)$$

Подставляя (53), (54) в (42), находим

$$\alpha(q) = \exp \left\{ -1 + \left(\frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{q}{\varepsilon} \right) \right)^{4/7} \right\}. \quad (59)$$

Опять таки получаем, что для (21), (53), (544), (59) при сжатии скалярного поля в одномерный объект (струну)

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} e^{2\nu} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\exp \left\{ -1 + \left(\frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{q}{\varepsilon} \right) \right)^{4/7} \right\} \frac{\varepsilon}{q^2 + \varepsilon^2} \right) = \begin{cases} \infty & \text{при } q=0, \\ 0 & \text{при } q \neq 0. \end{cases} \quad (60)$$

ВЫВОДЫ

Анализ системы уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного во времени) радиуса, которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени полностью лежит в плоскости ортогональной этой оси, проведенный в работах [4, 5], приводит к большому числу вакуумных решений уравнений Эйнштейна удовлетворяющих симметриям поставленной задачи, однако, неясными оставались критерии, позволяющие выбрать из этой совокупности решение, описывающее гравитационное поле нуль-струны, движущейся по траектории (2). В этой работе, выбрав в качестве источника гравитации вещественное безмассовое скалярное поле и используя выражение для квадратичной формы и функциональную зависимость метрических функций, найденную в [4], мы нашли граничные условия для метрических функций квадратичной формы (1), описывающие гравитационное поле нуль-струны, движущейся по траектории (2).

В заключении хочу выразить свою глубокую благодарность Арифову Л.Я. и Рощупкину С.Н. за направляющие дискуссии и неизменное внимание, проявляемое к моим работам.

Список литературы

1. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и космология / А.Д. Линде. – М., Наука, 1990. – 275 с.
2. Peebles P.S.E. Principles of physical cosmology / P.S.E. Peebles. – Princeton University Press, 1994 p.
3. Vilenkin A. Cosmic strings and other topological defects / A. Vilenkin, E.P.S. Shellard – Cambridge Univ. Press, 1994. – 534 p.
4. Леляков А.П. Внешние решения уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного радиуса / А.П. Леляков // Ученые записки ТНУ им. В.И. Вернадского. Серия “Физика” – 2007. – Том 20(59). – с. 14 – 20.
5. Леляков А.П. Анализ системы уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного радиуса: материалы 4 Всеукраинской научно-технической конференции “БФФХ 2008” / А.П. Леляков – “СевНТУ”, 2008 – с. 25-28.

Лесяков О.П. Граничні умови для гравітаційного поля яке породжує замкнена нуль-струна постійного радіуса / О.П. Лесяков // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. 1. – С. 11-19.

У роботі знайдені умови яким повинні задовольняти метричні функції що описують гравітаційне поле замкненої нуль-струни постійного (незмінного з часом) радіуса, що прямує уздовж осі Z й у кожен момент часу цілком знаходиться у площині яка ортогональна цієї осі.

Ключові слова: нуль-струна, граничні умови, космологія.

Lelyakov A.P. Boundary conditions for the gravitational field produced by a closed null-string, of constant radius / A.P. Lelyakov // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. 1. – P. 11-19.

In this article we have received the boundary conditions for metric functions describing a gravitational field closed null-string of constant radius which goes along an axis Z and at each moment of time completely lays in a plane orthogonal this axis.

Keywords: null string, boundary conditions, cosmology.

Поступила в редакцію 24.11.2009 г.

УДК 537.612

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ПЛЕНКИ СПЛАВА $U_2Co_{15}Si_2$

Фридман Ю.А., Клевец Ф.Н., Войтенко А.П.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: frid@crimea.edu*

В работе рассмотрена модель магнитных и магнитоупругих свойств ферромагнитной пленки сплава $U_2Co_{15}Si_2$. В данной модели учитывается влияние магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействия. В рамках предложенной модели изучены фазовые переходы по температуре. Показано, что в рассматриваемой системе реализуется фазы “легкая плоскость” и “легкая ось”. Причем, фазовый переход между ними является переходом первого рода и протекает через промежуточное – пространственно-неоднородное – состояние (домены). Получены температуры устойчивости легкоплоскостной и легкоосной фаз.

Ключевые слова: ориентационные фазовые переходы, магнитоупругое взаимодействие, магнитодипольное взаимодействие.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства ферромагнитных пленок в настоящее время привлекают внимание исследователей в различных областях науки. Это связано, прежде всего, с фундаментальными отличиями их свойств от свойств трехмерных систем [1].

Известно, что в тонких магнитных пленках наблюдаются спин-переориентационные фазовые переходы по температуре [2]. Вектор намагниченности с ростом температуры меняет ориентацию с перпендикулярной плоскости пленки на плоскостную, или наоборот. Причем, имеет место обратная переориентация при понижении температуры. При этом существует некоторый интервал температуры, в котором происходит уменьшение намагниченности.

Экспериментальные исследования [3] монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ показали, что в нем наблюдаются два спин-переориентационных фазовых перехода “легкая ось” – “угловая фаза” и “угловая фаза” – “легкая плоскость”. В [3] эти переходы рассматриваются как фазовые переходы второго рода. При низкой температуре система находится в фазе “легкая плоскость”, из которой с ростом температуры переходит в угловую фазу ($T_1 = 270K$), и при дальнейшем росте температуры – в фазу “легкая ось” ($T_2 = 350K$). Причиной фазовых переходов в рассматриваемом сплаве является конкуренция анизотропий подрешеток урана и кобальта, которые являются функциями температуры. Графически зависимость констант одноионной анизотропии от температуры представлена на рис.1.

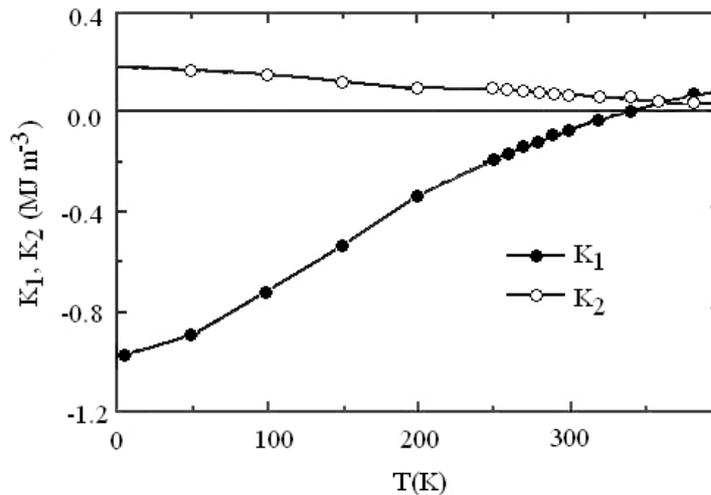


Рис. 1. Температурная зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ [3].

Экспериментальные данные, представленные на рис.1 могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned} K_1(T) &= -0.02T^3 + 9.358T^2 + 2.062 \cdot 10^3 T - 1.001 \cdot 10^6, \\ K_2(T) &= 0.131T^2 - 470.278T + 1.816 \cdot 10^5. \end{aligned} \quad (1)$$

В данной работе предлагается модель переориентационных фазовых переходов в ферромагнитной пленке $U_2Co_{15}Si_2$. При этом предполагается, что зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ определяется выражением (1). Спины магнитоактивных ионов для упрощения вычислений будем считать одинаковыми и равными 2 ($S = 2$). Кроме того, как было показано в [4], соединения урана обладают гигантской магнитострикцией, поэтому в рассматриваемой модели необходимо учитывать влияние магнитоупругого взаимодействия. Хорошо известно, что магнитоупругое взаимодействие существенно влияет на динамику системы, приводя к гибридизации упругих и магнитных возбуждений [5]. Также в рамках данной модели будет учтено влияние магнитодипольного взаимодействия, которое играет существенную роль в двумерных системах, и может приводить к формированию доменных структур [6].

1. ФАЗА “ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ”

Как отмечалось выше, в рассматриваемой системе наблюдается конкуренция между одноионными анизотропиями подрешеток урана и кобальта, которая может приводить к реализации легкоосной или легкоплоскостной фаз. Как видно из рис.1, константа анизотропии подрешетки урана с ростом температуры меняет знак, а константа анизотропии подрешетки кобальта положительна на всем температурном

интервале. Рассмотрим случай низких температур, когда преобладает гексагональная анизотропия подрешетки урана и в системе реализуется фаза “легкая плоскость”.

Выберем систему координат так, чтобы плоскость XOZ была базисной плоскостью. Тогда магнитный момент лежит в плоскости XOZ.

Гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 H = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^z)^2 \right]^2 - \\
 & -K_2(T) \sum_n (S_n^y)^2 + \lambda \sum_{i,j=x,y,z} u_{ii}(n) (S_n^i)^2 + u_{ij}(n) (S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i) + \\
 & + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n \left\{ u_{ii}^2(n) + 2\sigma u_{ii}(n) u_{jj}(n) + 2(1-\sigma) u_{ij}^2(n) \right\},
 \end{aligned} \quad (2)$$

где $J_{nn'}$ - константа обменного взаимодействия, S_n^i - i -я компонента спинового оператора в узле n , $K_1(T) < 0$, $K_2(T) > 0$ - константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, и определяются выражением (1), λ - константа магнитоупругой связи, $u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ -

симметричная часть тензора деформаций; E - модуль Юнга; σ - коэффициент Пуассона, $V_{nn'}^{ij}$ - компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия, фурье-образы которых в рассматриваемой геометрии имеют следующий вид [6]:

$$V_k^{xx} = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 \bar{k}, \quad V_k^{yy} = -\frac{2}{3} A_0 + \Omega_0 \bar{k}, \quad V_k^{zz} = \frac{A_0}{3}, \quad V_k^{ij} = 0. \quad (3)$$

Здесь $A_0 = \frac{2}{3} (g\mu_B)^2 \sum R^{-3}$; $\Omega_0 = \frac{2\pi (g\mu_B)^2}{a^2}$; \bar{k} - волновой вектор параллельный оси OX; g - гиромагнитное отношение; μ_B - магнетон Бора; a^2 - “объем” плоской элементарной ячейки.

Используя представление Голстейна-Примакова, получим спектры элементарных возбуждений [7]. Спиновые операторы связаны с операторами рождения a_n^+ и уничтожения a_n магнонов следующим образом:

$$S_n^+ \approx \sqrt{2S} a_n^+, \quad S_n^- \approx a_n^+ \sqrt{2S}, \quad S_n^z = -S + a_n^+ a_n, \quad [a_n, a_m^+] = \delta_{nm}, \quad (4)$$

где S - величина спина магнитного иона.

Компоненты тензора деформаций представим в виде $u_{ij} = u_{ij}^{(0)} + u_{ij}^{(1)}$, где $u_{ij}^{(0)}$ - спонтанные деформации, $u_{ij}^{(1)}$ - динамическая часть тензора деформаций, описывающая колебания узлов кристаллической решетки.

Спонтанные деформации определяются из условия минимума плотности свободной энергии

$$F_0 = F_{me} + F_e,$$

где $F_{me} = \lambda \sum_{ij} u_{ij}^{(0)} S_n^i S_n^j$; $F_e = \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \left[u_{xx}^{(0)2} + u_{yy}^{(0)2} + 2\sigma u_{xx}^{(0)} u_{yy}^{(0)} + 2(1-\sigma) u_{xy}^{(0)2} \right]$. В

данном случае спонтанные деформации имеют следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = \frac{4\lambda\sigma(1-\sigma)}{E}, \quad u_{zz}^{(0)} = -\frac{4\lambda}{E}, \quad u_{ij}^{(0)} = 0. \quad (5)$$

Динамическая часть тензора деформаций $u_{ij}^{(1)}$ связана с операторами рождения $b_{k,\nu}^+$ и уничтожения $b_{k,\nu}$ ν -поляризованных фононов следующим соотношением:

$$u_{ij}^{(1)} = \frac{i}{2} \sum_{k,\nu} \frac{1}{\sqrt{2Nm\omega_\nu(k)}} \left[b_{k,\nu} e^{i\vec{k}\vec{r}} - b_{k,\nu}^+ e^{-i\vec{k}\vec{r}} \right] \cdot \left[e_\nu^i k_j + e_\nu^j k_i \right], \quad (6)$$

где N – число узлов кристаллической решетки; m – масса магнитного иона; $\omega_\nu(k) = c_\nu k$ – спектр невзаимодействующих ν -поляризованных фононов; c_ν – скорость ν -поляризованных фононов; \vec{e}_ν – единичный вектор поляризации фононов.

Используя выражения (4)-(7) представим гамильтониан (2) в виде:

$$H^{(2)} = \sum_k \left[A_k a_k^+ a_k + \omega_k b_k^+ b_k + \frac{1}{2} (B_k a_k^+ a_{-k}^+ + B_k^* a_{-k} a_k) + C_k (a_k^+ b_{-k}^+ + b_k^+ a_k) + C_k^* (a_k^+ b_k + a_k b_{-k}) \right], \quad (7)$$

где a_k^+ , a_k , b_k^+ , b_k – фурье-образы операторов рождения и уничтожения магнонов и фононов, соответственно,

$$A_k = 2\alpha k^2 + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) + \frac{16\lambda^2}{E}(1+\sigma),$$

$$B_k = B_k^* = 2\Omega_0 k - A_0 + 16K_1(T) + 2K_2(T),$$

$$C_k = -\frac{i\lambda S}{2} \sqrt{\frac{Sk}{mc_t}}.$$

Гамильтониан (7) необходимо привести к диагональному виду:

$$H^{(2)} = E_0 + \sum_k \left[\omega_1(k) \alpha_k^+ \alpha_k + \omega_2(k) \beta_k^+ \beta_k \right],$$

где E_0 – энергия нулевых колебаний; $\omega_i(k)$ – энергия i -й ветви связанных магнитоупругих волн ($i = 1, 2$).

В результате спектры квазичастиц имеют следующий вид:

$$\omega^2(k) = \omega_i^2(k) \frac{\alpha k^2 - \Omega_0 k + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T)}{\alpha k^2 - \Omega_0 k + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) + \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma)}, \quad (8)$$

$$\varepsilon^2(k) = 4 \left[\alpha k^2 + \Omega_0 k + \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma) \right] \times \left[\alpha k^2 - \Omega_0 k + A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) + \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma) \right]. \quad (9)$$

Выражение (8) определяет спектр квазифононов, а (9) – квазимагнонов.

Наличие линейных по волновому вектору слагаемых в спектре квазифононов (8) свидетельствует о том, что спектр становится неустойчивым не при $k=0$, а при $k^* = \frac{\Omega_0}{2\alpha}$. Это обстоятельство указывает на то, что в системе возможна реализация пространственно-неоднородной (доменной) фазы [8]. Критическое значение волнового вектора $k^* = \frac{\Omega_0}{2\alpha}$ перенормирует щель в спектре (8), а также определяет период доменной структуры. Из обращения в ноль перенормированной щели в спектре квазифононов, получим уравнение на температуру фазового перехода:

$$A_0 - 16K_1(T) - 2K_2(T) - \frac{\Omega_0^2}{4\alpha} = 0. \quad (10)$$

При условии (10) спектр квазифононов (8) в длинноволновом пределе ($\alpha k^2 - \Omega_0 k \ll \frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma)$) размягчается $\omega^2(k^*) = \omega_i^2(k) \frac{\alpha k^2 - \Omega_0 k}{\frac{8\lambda^2}{E}(1+\sigma)}$, в то время как

в спектре квазимагнонов (9) появляется магнитоупругая щель:

$$\varepsilon(k^*) = \frac{16\lambda^2}{E}(1+\sigma).$$

Используя температурную зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ (1), а также значения параметров магнитодипольного взаимодействия [9], получим температуру фазового перехода $T_f = 366.4K$.

2. УГЛОВАЯ ФАЗА

С ростом температуры конкуренция между анизотропиями подрешеток урана и кобальта уменьшается, и можно предположить, что система переходит в угловую фазу.

Пусть температура такова, что система находится в угловой фазе, т.е. вектор намагниченности образует угол θ с нормалью к базисной плоскости XOY.

В данном случае гамильтониан имеет вид:

$$\begin{aligned}
 H = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right]^2 - \\
 & - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 + \lambda \sum_{i,j=x,y,z} u_i u_j S_n^i S_n^j + \\
 & + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n \{ u_{ii}^2 + 2\sigma u_{ii} u_{jj} + 2(1-\sigma) u_{ij}^2 \}.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Повернем систему координат вокруг оси OX так, чтобы ось квантования OZ совпадала с направлением магнитного момента. Связь компонент спинового оператора в старой системе координат через компоненты в новой системе координат имеет следующий вид:

$$\tilde{S}_n^x = S_n^x, \quad \tilde{S}_n^y = S_n^y \cos \theta + S_n^z \sin \theta, \quad \tilde{S}_n^z = -S_n^y \sin \theta + S_n^z \cos \theta.$$

Как и ранее, будем исследовать систему, используя представление Голстейна - Примакова [7]. Используя связь спиновых операторов с операторами рождения и уничтожения магнонов (4) и компонентом тензора $u_{ij}^{(1)}$ с операторами рождения $b_{k,\nu}^+$ и уничтожения $b_{k,\nu}$ фононов (6), представим гамильтониан (11) в следующем виде:

$$H = H^{(1)} + H^{(2)},$$

где $H^{(1)}$ - линейный по операторам a_k^+ , a_k , $H^{(2)}$ - квадратичный по операторам a_k^+ , a_k . Гамильтониан $H^{(1)}$ не соответствует реальному физическому процессу, поэтому коэффициенты при a_k^+ , a_k должны быть равны нулю. Это условие позволяет определить связь равновесного угла θ с материальными константами:

$$\left[-A_0 - 16K_1(T) \sin^2 \theta + 2K_2(T) \right] \sin 2\theta = 0. \tag{12}$$

Как видно из (12), получаем два возможных уравнения на угол θ .

$$\sin^2 \theta = \frac{2K_2(T) - A_0}{16K_1(T)}, \tag{13}$$

$$\sin 2\theta = 0. \tag{14}$$

Анализ выражения (13) показывает, что не существует таких значений констант анизотропии и параметра магнитодипольного взаимодействия при которых $\sin^2 \theta \leq 1$, а, следовательно, угловая фаза не реализуется. Из равенства (14) следует,

что магнитный момент либо лежит в плоскости пленки ($\theta = \frac{\pi}{2}$) либо перпендикулярен плоскости ($\theta = 0$).

3. ФАЗА “ЛЕГКАЯ ОСЬ”

Рассмотрим теперь случай высоких температур, когда знаки констант одноионной анизотропии подрешеток урана и кобальта совпадают. В этом случае в системе реализуется легкоосная фаза. Выберем ось OZ вдоль направления намагничивания, а плоскость XOY - базисной плоскостью.

Гамильтониан системы совпадает с (11), где $K_1(T) > 0$, $K_2(T) > 0$ – положительные константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, определяемые выражением (1). Фурье-образы компонент тензора магнитодипольного взаимодействия в рассматриваемой геометрии ($\vec{k} \parallel OX$) имеют вид (3) с заменой индексов $y \rightarrow z$.

Используя киральное соотношение для проекции спиновых операторов $(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 + (S_n^z)^2 = S(S+1)$, перепишем гамильтониан в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - K_1(T) \sum_n \left[S(S+1) - (S_n^z)^2 \right]^2 - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 + \lambda \sum_n u_i u_j S_n^i S_n^j + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \sum_n \{ u_{ii}^2 + 2\sigma u_{ii} u_{jj} + 2(1-\sigma) u_{ij}^2 \}, \quad (15)$$

В легкоосной фазе для исследования фазовых переходов мы воспользуемся техникой операторов Хаббарда [10]. Этот метод позволяет точно учесть одноионную анизотропию, и применим при любых температурах вплоть до флуктуационной области вблизи температуры Кюри. Операторы Хаббарда строятся на базе собственных функций одноузельного гамильтониана, который получается путем выделения в гамильтониане (15) среднего поля $\langle S^z \rangle$ [10], связанного с упорядочением магнитных моментов:

$$H_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z + [2S(S+1)K_1 - K_2] (S_n^z)^2 - K_1 (S_n^z)^4 + \lambda [u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{yy} (S_n^y)^2 + u_{zz} (S_n^z)^2 + (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x) u_{xy} + (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x) u_{xz} + (S_n^y S_n^z + S_n^z S_n^y) u_{yz}], \quad (16)$$

где $\bar{H} = J_0 \langle S^z \rangle$; J_0 – нулевая фурье-компонента обменного интеграла. Решая с гамильтонианом (16) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона

$$E_{\pm 2} = \mp 2\bar{H} + [8S(S+1) - 16]K_1 - 4K_2 + \lambda(u_{xx} + u_{yy} + 4u_{zz}),$$

$$E_{\pm 1} = \mp \sqrt{\bar{H}^2 + \frac{9}{4}\lambda^2(u_{xx} - u_{yy})^2} + [2S(S+1) - 1]K_1 - K_2 + \lambda\left(\frac{5}{2}u_{xx} + \frac{5}{2}u_{yy} + u_{zz}\right), \quad (17)$$

$$E_0 = \frac{3}{2}\lambda(u_{xx} - u_{yy}),$$

и его собственные функции

$$\Psi_n(2) = |2\rangle, \Psi_n(1) = |1\rangle, \Psi_n(0) = 0, \Psi_n(-1) = |-1\rangle, \Psi_n(-2) = |-2\rangle.$$

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда имеет следующий вид:

$$S_n^z = 2(X_n^{22} + X_n^{-2-2}) + X_n^{11} - X_n^{-1-1},$$

$$S_n^+ = 2(X_n^{12} + X_n^{-1-2}) + \sqrt{6}(X_n^{10} + X_n^{0-1}), \quad S_n^- = (S_n^+)^+.$$

Используя диаграммную технику для операторов Хаббарда [10], были получены спектры квазичастиц.

Спектр квазифононов:

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{-21K_1 + 3K_2 - 2A_0 + 2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k}{-21K_1 + 3K_2 - 2A_0 + \frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma) + 2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k}. \quad (18)$$

При условии

$$3K_2 - 21K_1 - 2A_0 = 0 \quad (19)$$

спектр квазифононов (18) размягчается и принимает вид:

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k) \frac{2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k}{\frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma)}.$$

В низкочастотной ветви спектра квазимагнонов

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ 3K_2 - 21K_1 - 2A_0 + \frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma) + 2\alpha k^2 \right\} \times \left\{ 3K_2 - 21K_1 - 2A_0 + \frac{9\lambda^2}{E}(1+\sigma) + 2\alpha k^2 + 2\Omega_0 k \right\} \quad (20)$$

в точке, определяемой (19), появляется магнитоупругая щель:

$$\varepsilon(0) = \frac{9\lambda^2(x)}{E}(1+\sigma).$$

Так как магнитоупругая щель в спектре квазимагнонов не может обратиться в ноль, то фазовый переход из фазы “легкая ось” идет по квазифононной ветви элементарных возбуждений.

Решение уравнения (19) позволяет получить значения температуры, при которой происходит фазовый переход из состояния “легкая ось” $T_2 = 318.5K$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что в пленке сплава $U_2Co_{15}Si_2$ имеет место фазовый переход первого рода из легкоплоскостной в легкоосную фазу, который протекает через пространственно-неоднородную (доменную) фазу. При этом, температура устойчивости легкоплоскостной фазы равна $T_1 = 366.4K$, а легкоосной – $T_2 = 318.5K$. Схематично фазовую диаграмму системы можно представить следующим образом:



Рис. 2. Фазовая диаграмма пленки сплава $U_2Co_{15}Si_2$

Как видно из рис.2, в данной системе не реализуется угловая фаза, как это наблюдалось в [3,11]. Отсутствие угловой фазы связано, прежде всего, с двухмерностью исследуемого объекта, т.е. с существенным влиянием магнитодипольного взаимодействия.

В [11] проводились исследования объемного образца сплава $U_2Co_{15}Si_2$, и было показано, что в системе имеет место два фазовых перехода первого рода. Фазовый переход из легкоплоскостной фазы в угловую фазу осуществляется при температуре $T_1 = 266K$, а из легкоосной фазы в угловую – при температуре $T_4 = 340K$. В рассматриваемом случае в системе происходит один фазовый переход первого рода через пространственно-неоднородное (доменное) состояние. Подобные различия с результатами, полученными в данной работе, связаны с физической размерностью образца, а также учетом магнитодипольного взаимодействия. Следует отметить, что в работе [3] предполагается, что фазовые переходы “легкая плоскость” – “угловая фаза” и “легкая ось” – “угловая фаза” являются фазовыми переходами второго рода.

Учет магнитоупругого взаимодействия в фазах “легкая плоскость” и “легкая ось” приводит к образованию гибридной магнитоупругой волны. При этом, как видно из (8) и (18) мягкой модой является квазиупругая ветвь возбуждений, и, следовательно, температуры устойчивости легкоплоскостной и легкоосной фаз определяется из квазифононных спектров. В спектрах же квазимагнонов (9) и (20) возникает магнитоупругая щель.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки (проект №269/09).

Список литературы

1. Pappas D.P. Reversible Transition between Perpendicular and In-Plane Magnetization in Ultrathin Films / D.P. Pappas, K.-P. Kämpfer and H. Hopster // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 64, № 26. – P. 3179-3182.
2. Allenspach R. Magnetization Direction Switching in Fe/Cu(100) Epitaxial Films: Temperature and Thickness Dependence / R. Allenspach and A. Bischof // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 69, № 23. – P. 3385-3388.
3. Tereshina E.A. Magnetic anisotropy and spin reorientation in $U_2Co_{15}Si_2$ / E.A. Tereshina, A.V. Andreev, K. Koyama et al // JMMM. – 2007. – Vol. 316 – p. 515.
4. Белов К.П. Гигантская магнострикция // К.П. Белов, Г.И. Катаев, С.А. Никитин и др. / УФН. – 1983. – т. 140, № 2, – с. 271-313.
5. Мицай Ю.Н. Переориентационный фазовый переход по температуре в двумерном ферромагнетике с учетом магнитоупругости / Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман, Д.В. Спириин // ФНТ. – 1999. – Т. 25, № 10. – С. 1056-1059.
6. Малеев С.В. Дипольные силы в двумерных и слоистых ферромагнетиках / С.В. Малеев // ЖЭТФ. – 1976. – № 70. – С. 2344-2360.
7. Ахиезер А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский – М.: Наука, 1967. – 368 с.
8. Erickson R.P. Magnetic instabilities in ultrathin ferromagnets / R.P. Erickson and D.L. Mills // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46, № 2. – P. 861-865.
9. Фридман Ю.А. Каскад фазовых переходов в монослое $Fe_{1-x}Co_x$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко. – в печати.
10. Мицай Ю.Н. Применение операторов Хаббарда в теории магнитоупругих волн / Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман // ТМФ. – 1989. – Т. 81. – С. 263-270.
11. Фридман Ю.А. Температурная фазовая диаграмма $U_2Co_{15}Si_2$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко // Ученые записки ТНУ. – 2008. – Т. 21(60), № 1. – С. 63-72.

Фридман Ю.А. Вплив магнітопружної взаємодії на фазові стани плівки сплаву $U_2Co_{15}Si_2$ / Ю.А. Фридман, П.М. Клевец, Г.П. Войтенко // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 20-29.

У роботі розглянуто модель магнітних та магнітопружних властивостей ферромагнітної плівки сплаву $U_2Co_{15}Si_2$. Ця модель враховує вплив магнітодипольної та магнітопружної взаємодій. В рамках запропонованої моделі вивчені фазові переходи по температурі. Доведено, що в розглянутій системі можлива реалізація фаз “легка площина” і “легка вісь”. Фазовий перехід між ними є переходом першого роду, який протікає через проміжний – просторово-неоднорідний - стан (домени). Отримані температури стійкості легкоплощинної і легковісної фаз.

Ключові слова: орієнтаційні фазові переходи, магнітопружна взаємодія, магнітодипольна взаємодія.

Fridman Yu.A. The influence of the magnetoelastic interaction on phase states of $U_2Co_{15}Si_2$ alloy film / Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, A.P. Voytenko // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 20-29.

The paper deals with the model of magnetic and magnetoelastic properties of $U_2Co_{15}Si_2$ alloy ferromagnetic film. The present model takes into account the influence of the magnetic dipole and magnetoelastic interactions. Within the frameworks of the model proposed the temperature driven phase transitions are investigated. It is shown that the “easy-axis” and the “easy-plane” phases realize in the system under consideration. Thus, the phase transition between them is of the first kind and occurs through the intermediate – spatially inhomogeneous – state (domains). The temperatures of the “easy-axis” phase and the “easy-plane” phase stability are derived.

Keywords: orientation phase transitions, magnetoelastic interaction, magnetic dipole interaction.

Поступила в редакцію 02.04.2010 г.

УДК 535.2:548.1.022/.024

QUADREFRINGENCE OF THE VORTEX BEAMS IN BIREFRINGENT CRYSTALS

Fadeyeva T.A., Rubass A.F., Volyar A.V.

*Physics Department, Taurida National V.I. Vernadsky University, Simferopol, Ukraine
E-mail: volyar@crimea.edu*

We have found the asymmetric splitting of a high-order circularly polarized vortex-beam in a uniaxial crystal. The l -order vortex-beam splits into the same one and the beam with the $l-1$ vortices at the beam axis while one optical vortex is shifted along the direction perpendicular to the inclination plane of the beam. Such a vortex displacement causes the transverse shift of the partial beam. We consider this effect both in terms of the conservation law of the angular momentum flux and on the base of the solutions to the paraxial wave equation. We revealed that the transverse shift of the crystal traveling beam depends on neither a magnitude nor a sign of the vortex topological charge being defined only by a handedness of the initial circular polarization and a sign of the inclination angle of the beam.

Keywords: uniaxial crystal, laser radiation, topological charge, optical vortex, polarization status, polarization singularity.

I. INTRODUCTION

The concept of the propagation of a plane wave (or a light ray associated with it) through a homogeneous anisotropic medium (or an unbounded crystal) presented by the Fresnel formulas [1] is a commonplace in physical optics. Transmitting obliquely to the crystal optical axis a light ray splits into two ones – the ordinary and extraordinary rays with orthogonal linear polarizations. However, in most real cases, we deal with a light beam that represents a coherent bundle of rays (plane waves) with different light velocities and directions of the electric and wave vectors. Naturally, the light beam in the crystal can manifest new properties different from those in a separate plane wave. For example, an axially symmetric beam in a uniaxial crystal can be converted into an astigmatic beam [2, 3] whereas the conical refraction of the beams in a biaxial crystal embeds unique singular points (so called the diabolical points) in the beam wavefront [4]. Of even greater dramatic case is the propagation of Gaussian [5-7] and singular beams [8] along the optical axis of a uniaxial crystal. In this connection it should be noted that the singular beam (or the vortex-beam) represents a wave structure containing a set of optical vortices [9] i.e. the phase singularities of the wavefront where the field amplitude is zero while the phase is uncertain. The optical vortex is characterized by a topological charge l equal to a number of wavefront branches in the vicinity of the singular point. The propagation of a singular beam in free space or a homogeneous isotropic medium obeys a simple requirement: a total vortex topological charge does not change when propagating [10]. Specific features have scalar random 3D wave fields where the optical vortices manifest Brownian scaling properties [11]. The most general case represents a vector light field with a spectrum of new unexpected properties of polarization singularities considered in

detail in the seminal work [12] by Nye. Recently Dennis [13] and Flossmann et. al. [14] have theoretically and experimentally supplemented this complex picture with 3D structures of randomly polarized optical fields. Generally speaking, an elliptically polarized vortex-beam carries over a spin and orbital angular momentum [15]. The spin angular momentum (SAM) is associated with a circular polarization of the beam field while the orbital angular momentum (OAM) is characterized by the beam structure, in particular, by the optical vortices imbedded in the beam wavefront. A total angular momentum (i.e. a sum of the OAM and SAM) is conserved for any propagation direction of the beam in free space and homogeneous media. However the above requirements get broken in an anisotropic homogeneous medium [5-8] even for the beam transmitting along a crystal optical axis. At the same time, Ciattoni et. al. [16] have shown that a total angular momentum flux along the crystal optical axis is conserved. The mutual conversion of the SAM and OAM is specified by the spin-orbit coupling [17].

When tilting a singly charged vortex-beam relative to the crystal optical axis, the phase singularities are subjected to a radical reconstruction [18,19] in circularly polarized components relative to those in the beam propagating along the crystal optical axis, the vortex-beam experiencing the asymmetric splitting. We have treated this effect [18] as a result of complex chains of dislocation reactions in each circularly polarized component and termed it the *vortex quadrefringence* i.e. a splitting of the initial singly charged vortex into four identical vortices. Dislocation reactions in the tilted splintered beam entail shifts of the center of gravity of the beam relative to the beam axis. It should be expected that the beam shift vanishes in the asymptotic case when a mutual overlapping of the splintered beams is negligibly small. However, we found [18] that in the asymptotic case, the optical vortices have a residual displacement in the orthogonally circularly polarized component relative to that with the initial circular polarization.

The aim of the given paper is to bring to light the underlining processes that reduce to the asymmetric splitting of the high order tilted vortex-beams and estimate the value of the transverse shift of the beams in one of the circularly polarized components.

II. DESTRUCTION AND RECOVERY OF HIGH ORDER VORTEX-BEAMS

II.1 The basic groups of vortex-beams

We will consider an unbounded homogeneous anisotropic medium with the only optical axis directed along the z -axis of the referent frame x,y,z (Fig.1) that characterized by a permittivity tensor in a diagonal form: $diag \hat{\varepsilon} = diag(\varepsilon_o, \varepsilon_o, \varepsilon_3)$, where $n_o = \sqrt{\varepsilon_o}$ and $n_3 = \sqrt{\varepsilon_3}$ being the refractive indices along a major crystallographic axes, $n_o > n_e$ (see Fig.1). We assume at first that the paraxial beam propagates along the crystal optical axis: $\mathbf{E}(x, y, z) = \tilde{\mathbf{E}}(x, y, z) \exp(-i k_o z)$, where $k_o = n_o k_0$ is a wavenumber of the ordinary beam in the crystal, k_0 is a wavenumber in free space.

The paraxial wave equation for the transverse component of the electric vector $\tilde{\mathbf{E}}_{\perp} = \mathbf{e}_x \tilde{E}_x + \mathbf{e}_y \tilde{E}_y$ ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ are the unit vectors) can be written in the form [2, 8, 18]:

$$\left(\nabla_{\perp}^2 - 2ik_o\partial_z\right)\tilde{\mathbf{E}}_{\perp} = \beta\nabla_{\perp}\left(\nabla_{\perp}\tilde{\mathbf{E}}_{\perp}\right), \quad (1)$$

where $\beta = \Delta\varepsilon/\varepsilon_3$, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_3 - \varepsilon$. Let us make use of new coordinates: $u = x + iy$, $v = x - iy$ and a new polarization basis: $\tilde{E}_+ = \tilde{E}_x - i\tilde{E}_y$, $\tilde{E}_- = \tilde{E}_x + i\tilde{E}_y$ are the right hand (RHP) and left hand (LHP) circularly polarized components of the beam.

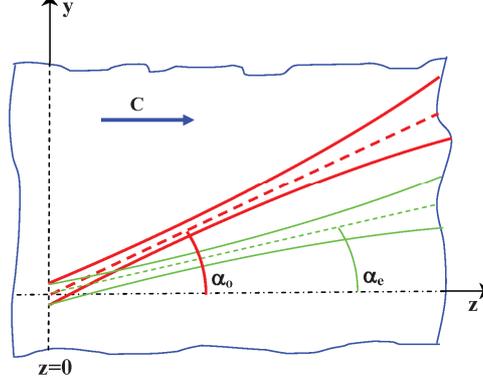


Fig. 1. Sketch of the beam propagation in a uniaxial crystal. \mathbf{C} is a unit vector of the crystal optical axis.

Then the eq. (5) can be rewritten as

$$\left(4\partial_{uv}^2 - 2ik_o\partial_z\right)\tilde{E}_+ = 2\beta\partial_u\left(\partial_v\tilde{E}_+ + \partial_u\tilde{E}_-\right), \quad (2a)$$

$$\left(4\partial_{uv}^2 - 2ik_o\partial_z\right)\tilde{E}_- = 2\beta\partial_v\left(\partial_v\tilde{E}_+ + \partial_u\tilde{E}_-\right). \quad (2b)$$

Particular solutions to the eqs (2) can be found by means of simple substitutions:

1) the ordinary mode beam:

$$\tilde{E}_+^o = w_0\partial_u\Psi_o, \quad \tilde{E}_-^o = -w_0\partial_v\Psi_o, \quad (3)$$

2) the extraordinary mode beam:

$$\tilde{E}_+^e = w_0\partial_u\Psi_e, \quad \tilde{E}_-^e = w_0\partial_v\Psi_e \quad (4)$$

The scalar function Ψ is a solution to a scalar paraxial wave equation:

$$\left(\nabla_{\perp}^2 - 2ik_{o,e}\partial_z\right)\Psi_{o,e} = 0 \quad (5)$$

where $k_e = (n_3^2/n_o)k_o$ being a wavenumber of an extraordinary beam, w_0 is the beam waist at the plane $z = 0$.

A small inclination of the ordinary beam axis relative to the crystal optical axis (say, on the yOz plane) at a small angle $\alpha_o \ll 1$ can be taken into account by a displacement of the origin of the coordinates along the imaginary y -axis at the distance $y_o = i\alpha_o z_o$ [18, 20, 21], where $z_o = k_o w_0^2 / 2$. The new transverse coordinates are $\bar{x} = x$, $\bar{y} = y + i\alpha_o z_o$, $\bar{u} = u - \alpha_o z_o$, $\bar{v} = v + \alpha_o z_o$. In this case, the paraxial ordinary beam with a Gaussian envelope tilted relative to the z -axis at the angle α_o is transformed into

the beam propagating along the z -axis but its intensity maximum is shifted at the distance $y'_o = y - \alpha_o z$. The extraordinary beam is tilted at the angle α_e and its y -coordinate is shifted at the distance $y_e = i\alpha_e z_e$ ($z_e = k_e w_0^2 / 2$). The transformations of the phase in the tilted extraordinary beam are taken into account by the additional curvatures of the wavefront stimulated by the complex shift $i\alpha_e z_e$. Besides, the function of the Gaussian envelopes get an amplitude factors: $\exp(-k_{o,e} z_{o,e} \alpha_{o,e}^2 / 2)$. Clearly the solutions (3, 4) to the equations (5) in the coordinates x, y, z also satisfy to these equations in the coordinates $\bar{x}, \bar{y}_{o,e}, z$.

It is worth to note that the operator $\partial_{\bar{u}} = \partial_u = \partial_x - i\partial_y$ acting on the generatrix function of the beam Ψ_0 in free space [22] is the operator of the birth of the vortex-beams with a negative topological charge $l < 0$ while the operator $\partial_{\bar{v}} = \partial_v = \partial_x + i\partial_y$ is the operator of the birth of the positively charged vortex-beams ($l > 0$). Thus, by acting the operators ∂_u and ∂_v on a generatrix functions $\Psi_0^{(o,e)}$ in the crystal we can create the first large group of the high order vortex-beams. As a generatrix function $\Psi_0^{(o,e)}$ we can choose the functions of the fundamental Gaussian beam in a homogeneous isotropic medium with refractive indices n_o and n_e , respectively:

$$\Psi_0^{(o,e)} = \frac{1}{\sigma_{o,e}} \exp\left[-\frac{\bar{u}\bar{v}}{w_0^2 \sigma_{o,e}} - k_{o,e} z_{o,e} \frac{\alpha_{o,e}^2}{2}\right], \quad (6)$$

where $\sigma_{o,e} = 1 - iz / z_{o,e}$. Thus the fields of the high order vortex-beams of the first group \mathbf{V} are

$$V_+^{(-l),(o,e)} = N_l^V \partial_u^{l-1} \partial_u \Psi_0^{(o,e)}, \quad V_-^{(-l),(o,e)} = \mp N_l^V \partial_u^{l-1} \partial_v \Psi_0^{(o,e)}, \quad (7)$$

where $N_l^V = (-w_0)^l$, $l \geq 1$ stands for the modulus of the vortex topological charge in the RHP beam component. The sign $(-)$ corresponds to the ordinary beam $\mathbf{V}^{(-l),(o)}$. All these beams carry over optical vortices. However, this group of vortex-beams *does not involve a fundamental Gaussian beam* in one of the circularly polarized components. To create such a mode beam let us make use of eqs (2, 4) and write

$$G_+^{(o,e)} = -\int_{\bar{u}}^{\infty} \partial_u \Psi_0^{(o,e)} du \quad (8)$$

$$G_-^{(o,e)} = \pm \int_{\bar{u}}^{\infty} \partial_v \Psi_0^{(o,e)} du. \quad (9)$$

where the sign $(+)$ refers to the ordinary beam $G_-^{(o)}$ while the sign $(-)$ is associated with the extraordinary beam $G_-^{(e)}$. The $G_-^{(o,e)}$ component in eq.(9) has an amplitude singularity

at the axis: $u = v = 0$ [8]. To avoid the amplitude uncertainty we require the only RHP U -beam to be at the $z=0$ plane: $U_-^{(l)}(x, y, z=0) = 0$, that is

$$U_+^{(0)} = G_+^{(o)} + G_+^{(e)}, \quad U_-^{(0)} = G_-^{(o)} + G_-^{(e)}. \quad (10)$$

The equations (8)-(10) enable us to build the second large U -group of the vortex-beams as:

$$U_+^{(l)} = N_l^U \partial_v^l (G_+^{(o)} + G_+^{(e)}), \quad U_-^{(l)} = N_l^U \partial_v^l (G_-^{(o)} + G_-^{(e)}). \quad (11)$$

where $N_l^U = (-w_0)^l$. For example, the lowest order beam with a complex amplitudes:

$$U_+^{(0)} = \Psi_0^{(o)} + \Psi_0^{(e)}, \quad U_-^{(0)} = -\frac{\bar{u}}{\bar{v}} \left[w_0^2 \frac{\sigma_o \Psi_0^{(o)} - \sigma_e \Psi_0^{(e)}}{\bar{u} \bar{v}} + \Psi_0^{(o)} - \Psi_0^{(e)} \right] \quad (12)$$

carries over a centered double-charged optical vortex with $l = +2$ in the LHP component when propagating along the z -axis ($\alpha_o = 0$). Similar to the V -group of the singular beams, the second U -group carries over the optical vortices in each circularly polarized component (excepting the $U_+^{(0)}$ component) whose topological charges differ to two units. At the same time, the RHP components of the beams of the V -group carry over the negatively charged vortices while the vortices of the beams of the U -group have positive topological charges. More complex singular beams $\mathbf{V}^{(-l,m)}$ and $\mathbf{U}^{(l,m)}$ with the second radial index m can be derived from eqs (7) and (11) by means of the action of the operator $\hat{M}_m^{(o,e)} = (-i z_{o,e})^m m! \partial_z^m$ on the initial vectors $\mathbf{V}^{(-l)}$ and $\mathbf{U}^{(l)}$ [8].

Our major requirement to the V -beams is also that their left hand components at the plane $z=0$ vanish: $V_-^{(-l)}(x, y, z=0) = 0$. It means that the vector functions $\mathbf{V}^{(-l,m)} = \mathbf{V}^{(-l,m),(o)} + \mathbf{V}^{(-l,m),(e)}$ together with $\mathbf{U}^{(l,m)} = \mathbf{U}^{(l,m),(o)} + \mathbf{U}^{(l,m),(e)}$ define unambiguously the crystal traveling beams. It permits also us to form the arbitrary beam field \mathbf{E} at the plane $z=0$ with a complex amplitude \mathbf{W} in terms of the crystal-traveling beams $\mathbf{U}^{(l,m)}$ and $\mathbf{V}^{(-l,m)}$ as:

$$\mathbf{W}(x, y, z=0) = \sum_{l,m} \left[a_{l,m} \mathbf{V}^{(-l,m)}(x, y, z=0) + b_{l,m} \mathbf{U}^{(l,m)}(x, y, z=0) \right], \quad (13)$$

where $a_{l,m}$ and $b_{l,m}$ are the expansion coefficients. In our further consideration we restrict ourselves only to the vortex-beams with a zero radial index $m=0$. Besides, the above requirement enables us to obtain the relation between the angles α_o and α_e [18]:

$$k_o \alpha_o^2 z_o = k_e \alpha_e^2 z_e,$$

II.2 Structural transformations in the tilted vortex-beams

The most intriguing feature of the tilted beams (the beams with complex variable $\bar{y} = y + i \alpha_o z_o$) of the V - and U -groups is that the optical vortex does not follow the

beam axis. For example, the ordinary vortex beams of the V -group derived from eqs (6, 7) have the RHP component in the form

$$V_+^{(-l),(o)} = \left[\frac{x - i(y + i\alpha_o z_o)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \frac{\exp \left[-\frac{x^2 + \bar{y}^2}{w_0^2 \sigma_o} - k_o \frac{\alpha_o^2}{2} z_o \right]}{\sigma_o}. \quad (14)$$

The Gaussian envelope has a maximum at the point $x = 0$, $y = \alpha_o z$ while the vortex is positioned at the point: $y = 0$, $x = -\alpha_o z_o$. The vortex leaves the axis when tilting the beam. In order to force the vortex to follow the beam it is necessary to construct a new beam

$$V_+^{(-l),(o)} = \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \frac{\exp \left[-\frac{x^2 + \bar{y}^2}{w_0^2 \sigma_o} - k_o \frac{\alpha_o^2}{2} z_o \right]}{\sigma_o} \quad (15)$$

in terms of the crystal-traveling beams. Since

$$\begin{aligned} \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \Psi_0^{(o)} &= \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z + i\alpha_o z_o - i\alpha_o z_o)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \Psi_0^{(o)} = \\ &= \left[\frac{x - i(y + i\alpha_o z_o)}{w_0 \sigma_o} - \frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right]^l \Psi_0^{(o)}, \end{aligned}$$

consequently, the equation (15) is a solution to the paraxial wave equation or otherwise

$$V_+^{(-l),(o)} = \sum_{p=0}^l \binom{l}{p} \left(-\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^{l-p} \left[\frac{x - i(y + i\alpha_o z_o)}{w_0 \sigma_o} \right]^p \Psi_0^{(o)}. \quad (16)$$

i.e. the RHP component of the tilted beam represents a superposition of elementary beams with a complex \bar{y} variable. By the similar way we can write the beam components $V_+^{(-l),(e)}$, $U_+^{(l),(o)}$, $U_+^{(l),(e)}$. Then with the help of the expressions (7) and (11) we build the LHP components $V_-^{(-l),(o)}$, $V_-^{(-l),(e)}$, $U_-^{(l),(o)}$, $U_-^{(l),(e)}$ and the fields $\mathbf{V}^{(-l)}$ and $\mathbf{U}^{(l)}$ of the crystal-traveling beams. The new beam field $V_+^{(-l)}$ comprises not only the field of the first V -group but also the beam of the second U -group (see the term with $p=0$ in eq. (16)) whereas the beams $U_+^{(l)}$ are defined only by the elementary beams of the U -group. Thus, by using expressions (7) and (11) we can write a total rule for constructing the tilted vortex beams in a uniaxial crystal.

$$V_+^{(-l)} = \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \Psi_0^{(o)} + \left[\frac{x - i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \right]^l \Psi_0^{(e)}, \quad (l \neq 0) \quad (17)$$

$$V_-^{(-l)} = -N_l^V \sum_{p=1}^l \binom{l}{p} \left(-\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^{l-p} \partial_u^{p-1} (\partial_v \Psi_0^{(o)} - \partial_v \Psi_0^{(e)}) + \left(-\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^l U_-^{(0)} \quad (l \neq 0) \quad (18)$$

$$U_+^{(l)} = \left[\frac{x + i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \Psi_0^{(o)} + \left[\frac{x + i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \right]^l \Psi_0^{(e)}, \quad (19)$$

$$U_-^{(l)} = N_i^U \sum_{p=0}^l \binom{l}{p} \left(\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^{l-p} \partial_v^p (G_-^{(o)} + G_-^{(e)}). \quad (20)$$

Without loss of generality, for our theoretical analysis, we choose the initial vortex beams of the V - and U -groups with topological charges $l_V^+ = -3$ and $l_U^+ = +3$, respectively, in the RHP component at the $z=0$ plane. As the vortex beam spreads along the crystal provided that $\alpha_o = \text{const}$ (or when changing the angle α_o but $z = \text{const}$), the beam field experiences inner reconstruction. The essence of such a structural transformation illustrates Fig.2 and Fig.3.

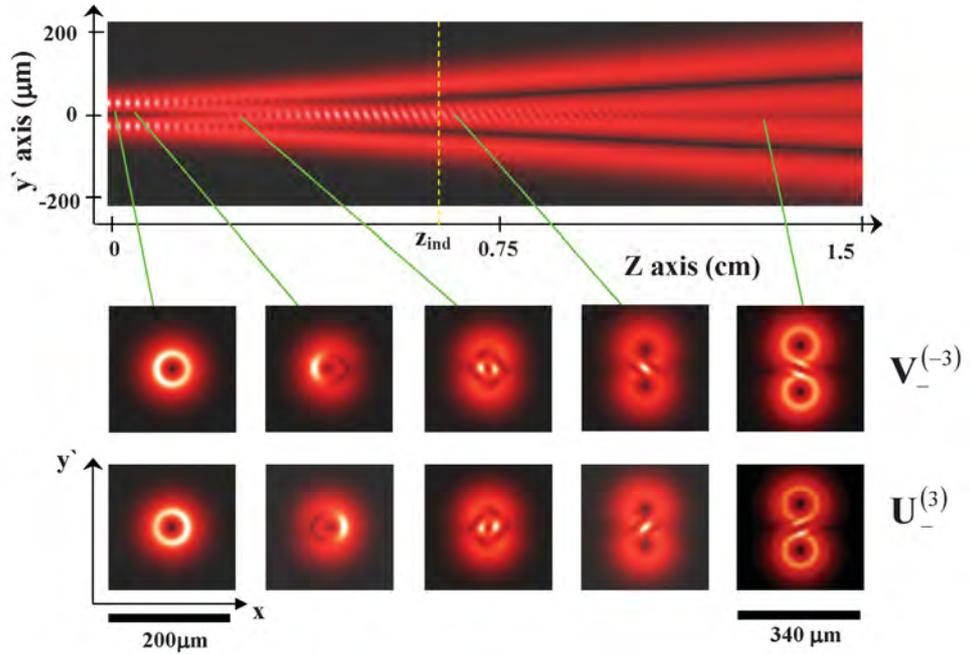


Fig. 2. Splintering of the $V_-^{(-3)}$ and $U_-^{(3)}$ beam components at the inclination angle $\alpha_o = 10^\circ$ and $w_0 = 30 \mu m$. The upper figure is the longitudinal section of the $V_+^{(-3)}$ beam component.

Typical patterns of the intensity distributions for different crystal lengths z at the given inclination angle α_o for the LHP components $V_-^{(-3)}$ and $U_-^{(3)}$ are shown in Fig.2

while the vortex trajectories: $\text{Re}\left[V_-^{(-3)}(x, y, z = \text{const}, \alpha)\right] = 0$, $\text{Im}\left[V_-^{(-3)}(x, y, z = \text{const}, \alpha)\right] = 0$ in the space $\{x, y, \alpha_o\}$ are shown in Fig.3.

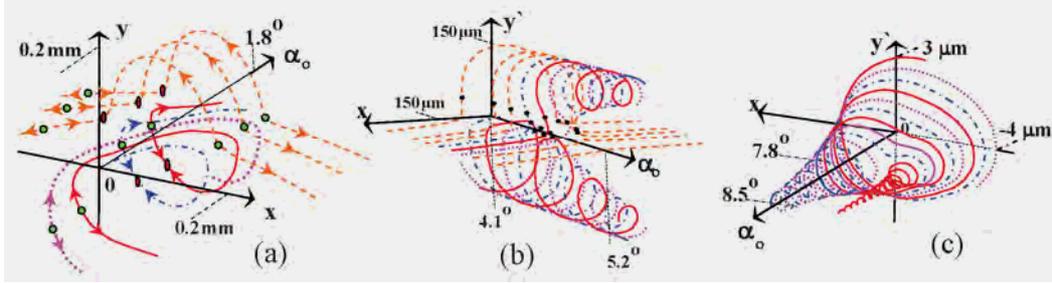


Fig. 3. The key fragments of the vortex trajectories in the $V_-^{(-3)}$ beam with $w_o = 50 \mu\text{m}$ in the LiNbO_3 crystal, $z = 2 \text{cm}$.

The reconstruction process has three key fragments: 1) the range of the crystal lengths near $\alpha_o = 0$, 2) the range near $\alpha_o = \alpha_{ind}$ (or $z = z_{ind}$) and 3) the range near $\alpha_o = \alpha_{vs}$ (or $z = z_{vs}$). The first initial range $\alpha_o \approx 0$ is characterized by a transition of the beam from the symmetric state when $\alpha_o = 0$ into an asymmetric one when $\alpha_o \neq 0$. The LHP component of the $V_-^{(-3)}$ beam has the topological charges: $l_V^- = -1$ (the charge of the $U_-^{(3)}$ beam is $l_U^- = 5$) for $\alpha_o = 0$) [8].

However, even a very small beam inclination ($\alpha_o \neq 0$) destroys fairly rapidly such a vortex state and a total topological charge in the LHP component goes to the charge in the right hand component. This beam reconstruction is accompanied by dislocation reaction shown in Fig.3a. Near the beam axis, two pairs of optical vortices are born. Two negatively charged vortices follow the beam axis alongside with the initial vortex (that results ultimately in recovering the high-order optical vortex) while another pair of the positively charged vortices leaves the beam (red line and dots crimson trajectories at the figures; the blue dash-and-dot color line indicates the initial vortex). When enlarging the angle α_o , the intense dislocation reactions get started. There are two types of the trajectories in the process: the major trunk and the transverse branches (the brick-red dash lines). The positions of the birth and annihilation events are indicated by the green circlets and dark-red ovals, respectively. These two types of the trajectories are not intersected up to the critical angle $\alpha_o = \alpha_{ind}$ (or the critical crystal length $z = z_{ind}$). The processes in the intermediate range are described at length both in the terms of the scalar [18] and the vector [19, 23] singularities. Note that although a simple model of two linearly polarized beams with centered optical vortices presented in the papers [19, 23] describes fairly good the processes in the intermediate range of the inclination angles α_o , it does not involve the

degenerate case $\alpha_o = 0$ and, consequently, could not take into account the process of the asymmetric recovery of the high-order optical vortices (or polarization singularities) that we will consider later on.

The critical angle $\alpha_o = \alpha_{ind}$ (or $z = z_{ind}$ in Fig.2) corresponds to splitting the beam into two ones: ordinary and extraordinary beams. Noteworthy that not all beams can be splintered but only those that can overcome the border $\alpha_o = \alpha_{ind}$ (or $z = z_{ind}$) for the beam and crystal parameters (so-called the indistinguishability border [24]). In the vicinity of the plane $\alpha_o = \alpha_{ind}$ (or $z = z_{ind}$) three transverse vortex trajectories are bent shaping the core of the second segregated vortex-beam (see Fig.3b). From now on *the vortices on these trajectories in the both splintered beams leave the zone of the dislocation reactions transmitting along screw-like lines without dislocation reactions*. However, the beam deformation caused by the further inclination of the beam stimulates pressing one of the vortex trajectory out of the major trunk of the LHP polarized component (see Fig.3c) while all vortices in the RHP component propagate inside the same trunk. Such an unequal asymptotic behavior of RHP and LHP components derived from the solution to the parabolic wave equation (1) found a simple explanation in terms of the conservation law of the angular momentum flux that will be considered in the next Section.

Let us estimate the asymptotic behavior of the vortices in the $V_+^{(-l)}$ and $V_-^{(-l)}$ components. We will assume that the ordinary and extraordinary beams in this component are completely split and the beams do not interfere with each other, i.e. $\alpha_o z / w_0, \alpha_e z / w_0 \gg 1$. Besides, we will treat the partial beam near its axis so that

$$|x / Z_{o,e}|, |(y - \alpha_{o,e} z) / Z_{o,e}| \ll 1, \text{ and } Z_{o,e} = z + i z_{o,e}, y'_{o,e} = y - \alpha_{o,e} z,$$

$$\left[\frac{1}{x^2 + (y + i \alpha_o z_o)^2} \right]_{o,e} \approx - \frac{1}{(\alpha_{o,e} Z_{o,e})^2} \sum_{q=0}^l (-1)^q \left(\frac{r'_{o,e}{}^2}{\alpha_{o,e}^2 Z_{o,e}^2} + 2i \frac{y'_{o,e}}{\alpha_{o,e} Z_{o,e}} \right)^q,$$

$$\left(\frac{\bar{u}}{\bar{v}} \right)_{o,e} \approx - \left[1 - \frac{i}{\alpha_{o,e} Z_{o,e}} (x + i y'_{o,e}) \right]^p \times \sum_{p=0}^l \left(\frac{-i}{\alpha_{o,e} Z_{o,e}} \right)^p (x - i y'_{o,e}),$$

where $r'_{o,e}{}^2 = x^2 + y'_{o,e}{}^2$. In the above equations, we restricted ourselves to the l -th term in the power series associated with a topological charge l of the considered vortex-beam. Besides, the value $\bar{r}^2 = x^2 + (y + i \alpha_o z_o)^2$ does not depend on the o - or e - indices in the complex beam because $\alpha_o z_o = \alpha_e z_e$. However, it is necessary to take into account these indices in the radius $r'_{o,e}$ when considering each partial beam separately. After a tedious but straightforward algebra in the expressions (23) and (24) we come to the asymptotic expressions for the $V_+^{(-l),(o)}$ and $V_-^{(-l),(o)}$ components:

$$V_+^{(-l),o} \propto \left(\frac{x - iy'_o}{w_0 z / z_o} \right)^l \Psi_0^{(o)}, \quad (21)$$

$$V_-^{(-l),o} \propto \left(\frac{x - iy'_o}{w_0 z / z_o} \right)^{l-1} \left(\frac{z_o}{w_0 z} \right) \left(\frac{2l}{\alpha_o k_o} + x - iy'_o \right) \Psi_0^{(o)}. \quad (22)$$

Similarly we can obtain the asymptotic expressions for the extraordinary $V_+^{(-l),(e)}$ and $V_-^{(-l),(e)}$ partial beams. Thus, the $V_+^{(-l)}$ component has two branches of the ordinary and extraordinary beams with centered l -order optical vortices. The $V_-^{(-l)}$ component has also two branches. However, the vortices have a complex structure. They do not gather together at the axis like those in the ordinary beam. The vortices of the $l-1$ order are positioned at the axes of the beams: $x_1^{(o)} = 0$, $y_1^{(o)} = \alpha_o z$ and $x_1^{(e)} = 0$, $y_1^{(e)} = \alpha_e z$. The second pair of vortices with unit topological charges is shifted along the x -axis at the distance $\Delta x_\nu = -2l / (\alpha_o k_o)$ relative to their neighbors in the V_+ beam component: $x_2^{(o)} = -2l / (\alpha_o k_o)$, $y_2^{(o)} = \alpha_o z$ and $x_2^{(e)} = -2l / (\alpha_e k_e)$, $y_2^{(e)} = \alpha_e z$. The magnitude of the transversal vortex shift Δx increase linearly with growing the vortex topological charge l and does not depend on the crystal length z . It means that the extraordinary beam do not recover its initial structure at any crystal length. It lead to a drastic consequence.

Indeed, in frameworks of the model of two linearly polarized tilted beams [19, 23] with centered optical vortices, the superposition of the circularly polarized beam components in the asymptotic case must form a total beam with a uniformly distributed linear polarization over cross-sections of the splintered partial beams, the linear polarizations being orthogonal to each other in these beams. However, a complex vortex structure in each polarized component of a total wave field (17-20) derived from the paraxial wave equation (1) results in a non-uniformly polarized field distribution in the vicinity of the beam core. This situation is shown in Fig.4.

The polarization distribution represents a set of polarization ellipses on the background of the polarization ellipticity $Q = \pm b/a$ (a and b is the ellipse axes). The solid lines (streamlines) are oriented along the major axes of the ellipses that are characterized by inclination angle ψ to the x -axis [12]. The streamlines trace the characteristic pattern in the vicinity of the C-points – the points of the polarization singularity. One of the circularly polarized components vanishes at this point. In fact, the C-point characterizes the vortex position in one of the field components. There are three types of patterns traced by the streamlines: the star, the lemon and the monstar. The star is characterized by the topological index $\nu = -1/2$ whereas the lemon and the monstar have the same topological indices $\nu = +1/2$. The picture in Fig.4b has six characteristic patterns: three stars and three lemons for the one of the beams of the V -group at the inclination angle $\alpha_o = 8^\circ$. As the angle α_o increases, three lemons and two stars draw together forming the pattern with a topological index

$\nu = -1/2 - 1/2 + 1/2 + 1/2 + 1/2 = +1/2$ that we classify as a degenerated lemon (see Fig. 4c). This polarization singularity corresponds to the position of the double negatively charged optical vortex in the $V_-^{(-3)}$ component and the triple negatively charged vortex in the $V_+^{(-3)}$ component. The star shifted relative to the lemon corresponds to the singly charged vortex in the $V_-^{(-3)}$ component. The computer simulation showed that these polarization singularities are always separated at any crystal lengths.

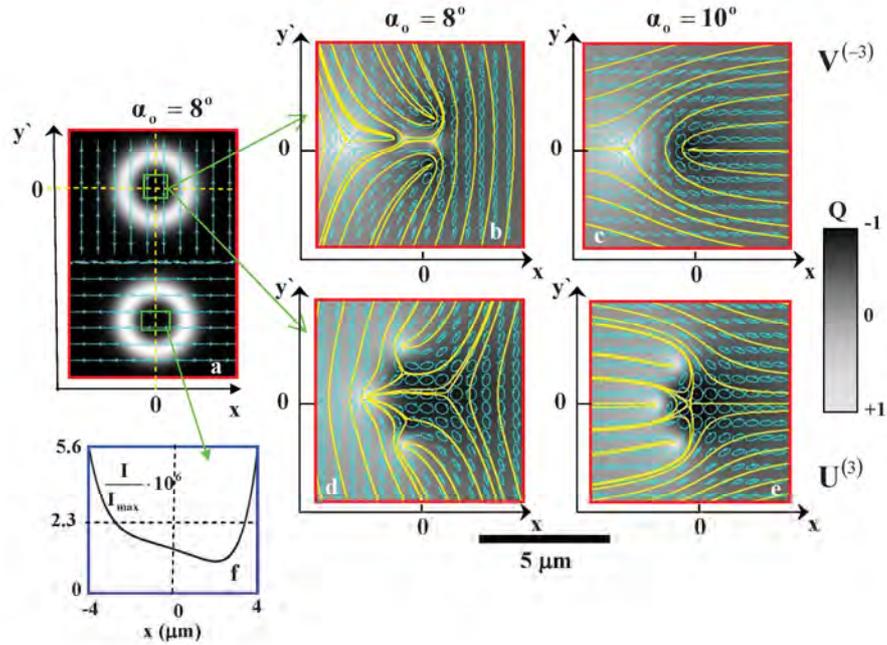


Fig. 4. Polarization distribution; $n_1 = 2.3$, $n_3 = 2.2$, $z = 2 \text{ cm}$, $w_0 = 30 \mu\text{m}$; (a) the intensity distribution in the vicinity of the $V^{(-3)}$ beam core, (b), (c) polarization singularities for $V^{(-3)}$ and (d), (e) $U^{(3)}$ beams, (f) the intensity profile in the vicinity of the $V^{(-3)}$ beam.

The absolutely other situation is observed for the polarization singularities in the U -beam group. The fact is that in the case of the $U_-^{(3)}$ beam, two vortices in the orthogonal component leave the vortex-beam at the very beginning of the dislocation reactions $\alpha_o \approx 0$ so that ultimately the splintered beams recover also a total topological charge $l = 3$ for $\alpha_o > \alpha_{ind}$. However, the vortices do not gather together but form asymmetric composition shifted along the x -axis. The picture in Fig. 4d represents also a complex combination of three lemons and three stars at the angle $\alpha_o = 8^\circ$. When further

increasing the angle α_o , three stars gather together at the point $x = 0, y' = 0$ forming a degenerated polarization singularity with a topological index $\nu = -3/2$ (Fig. 4e). However, the rest three lemons form something like an asymmetric vortex-cloud shifted along the x -axis in the vicinity of the central point. Such a vortex structure does not change while growing the crystal length. The growth of the topological charge $|l|$ of the initial beam entails a linear displacement of the lateral C points along the x -axis for both the V - and U -groups of the beams.

Before studying the influence of the handedness of a circular polarization and a sign of the vortex topological charge on the transverse shift of optical vortices, let us note that the beam fields presented by the expressions (17)-(20) are not the only ones. We can construct new groups of fields with the help of changing the variable of differentiation and integration from \bar{u} to \bar{v} in eqs (11), (15) and (12), (13). Then the equations (11) and (15) can be rewritten in the form:

$$V_+^{(l),(o,e)} = \mp N_l^V \partial_v^{l-1} \partial_u \Psi_0^{(o,e)}, \quad V_-^{(l),(o,e)} = N_l^V \partial_v^{l-1} \partial_v \Psi_0^{(o,e)}, \quad (23)$$

$$\bar{U}_+^{(-l)} = N_l^U \partial_u^l (\bar{G}_+^{(o)} + \bar{G}_+^{(e)}), \quad \bar{U}_-^{(-l)} = N_l^U \partial_u^l (\bar{G}_-^{(o)} + \bar{G}_-^{(e)}), \quad (24)$$

where $\bar{G}_+^{(o,e)} = \pm \int_{\bar{v}} \partial_u \Psi_0^{(o,e)} dv$, $\bar{G}_-^{(o,e)} = - \int_{\bar{v}} \partial_v \Psi_0^{(o,e)} dv$.

Besides, our requirement is now: the RHP component of the initial field vanishes at the $z=0$ plane: $\bar{V}_+(x, y, z=0) = 0$, $\bar{U}_+(x, y, z=0) = 0$. Then, the beam components get the form:

$$\bar{V}_+^{(l)} = -N_l^V \sum_{p=1}^l \binom{l}{p} \left(\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^{l-p} \partial_v^{p-1} \times (\partial_u \Psi_0^{(o)} - \partial_u \Psi_0^{(e)}) + \left(\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^l \bar{U}_+^{(0)}; \quad (l \neq 0) \quad (25)$$

$$\bar{V}_-^{(l)} = \left[\frac{x + i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \Psi_0^{(o)} + \left[\frac{x + i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \right]^l \Psi_0^{(e)} \quad (l \neq 0) \quad (26)$$

$$\bar{U}_+^{(-l)} = N_l^U \sum_{p=0}^l \binom{l}{p} \left(-\frac{\alpha_o z_o}{w_0} \right)^{l-p} \partial_u^p (\bar{G}_+^{(o)} + \bar{G}_+^{(e)}), \quad (27)$$

$$\bar{U}_-^{(-l)} = \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \right]^l \Psi_0^{(o)} + \left[\frac{x - i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \right]^l \Psi_0^{(e)}. \quad (28)$$

The LHP component of the V -group of the initial beams carries over positively charged vortices while the U -group – negatively charged ones. *Comparing with the field (17)-(20) we can infer that the handedness of the circular polarization of the beams and the vortex topological charges are tightly bound with each other in the crystal-traveling beams.* Computer simulation showed that the directions of the vortex transversal shift both in V - and U -groups *are exclusively defined by the handedness of the initial circular polarization.* Otherwise, the vortex transversal shift has the same direction for the V -beam group with the RHP and the $l < 0$ topological charge and the U -beam group with the

RHP and the $l > 0$ topological charge (just as for the \bar{V} -beam group with the LHP and $l > 0$ and the \bar{U} -beam group with the LHP and $l < 0$).

Linearly polarized vortex-beams represent superposition of the circularly polarized ones: $\mathbf{F}_X^{(-l)} = \mathbf{V}^{(-l)} + \bar{\mathbf{U}}^{(-l)}$ and $\mathbf{F}_Y^{(-l)} = -i(\mathbf{V}^{(-l)} - \bar{\mathbf{U}}^{(-l)})$. Naturally, these vortex-beams are non-uniformly polarized near the beam core in the asymptotic case. Fig. 5 illustrates behavior of the polarization singularities inside the core of the vortex beam $\mathbf{F}_X^{(-3)}$ after splitting. At the inclination angle $\alpha_o = 7^\circ$, three lemons and three stars are grouped around the beam axis. As the angle α_o increases, two stars flow together forming a degenerated star at the beam axis $y' = 0, x = 0$ at the angle $\alpha_o = 10^\circ$ while the asymmetric cloud of three lemons are shifted to the left and one star is shifted to the right. Thus, a magnitude of the relative shift between the polarization singularities is doubled. In the RHP components, we will observe the cloud of optical vortices shifted to the left whereas the LHP component comprises the centered double-charged vortex and one singly-charged vortex shifted to the right.

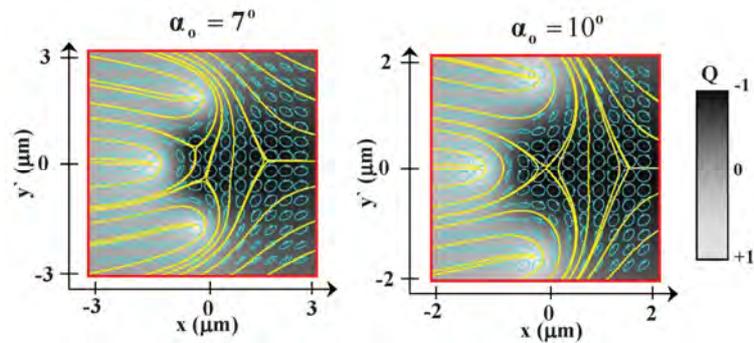


Fig. 5. Polarization singularities inside the core of the $\mathbf{F}_X^{(-3)}$ beam: $z=2$ cm, $w_0=30$ μm .

II.3 The experiment

A series of nontrivial theoretical results described above needs an experimental basis. First of all, this relates to a different behavior of RHP and LHP components in the splintered beams that results in a non-uniformly polarized field distribution in the vicinity of the beam core. It is important to note that the polarization heterogeneity of the paraxial beams split by the uniaxial crystal is inherent in all singular beams irrespective of a magnitude of their topological charges. Although the area of the polarization inhomogeneity increases when growing the vortex topological charge l , light intensity decreases very quickly in this area. Besides, a high-order optical vortex embedded in the beam is of an unstable structure that can be destroyed by a very small external perturbation [25]. Naturally, experimental measurements with off-axis high order vortex-beams transmitting through a series of boundary faces of the optical elements in the real experimental set-up are accompanied by a very high experimental error. As a result, we

restricted ourselves to the experiments with singly charged vortex-beams. In the article [18], we have experimentally considered the vortex-beam behavior in a uniaxial crystal in the vicinity of the indistinguishability boarder $\alpha_o = \alpha_{ind}$ (or $z = z_{ind}$) [24]. In the given section, we will focus our attention on the beam structure far from this border when the beams are separated and their mutual interference vanishes. We will concentrate ourselves on the transformations of the C-lines in the vicinity of the beam core.

The sketch of the experimental set-up is shown in Fig.6. The non-singular beam from the Ne-Ne laser ($\lambda = 0.6328\mu m$) is transformed into a vortex-beam with a topological charge $l = \pm 1$ by a computer generated hologram (Tr). Diffraction orders after the computer generated hologram are clearing by the diaphragm (D). The polarizer (Pol) and the quarter-wave retarder ($\lambda/4$) insert a circular polarization into the beam. The handedness of the circular polarization is defined by the direction of the axes of the $\lambda/4$ plate and can be converted into opposite one by a simple rotation of the $\lambda/4$ plate axes at the angle 90° . Further the beam is focused by a lens (L) with the focal length $f = 5\text{ cm}$ into the LiNbO₃ crystal at the angle α_{in} to the crystal optical axis C (the crystal length is about $z=2\text{ cm}$).

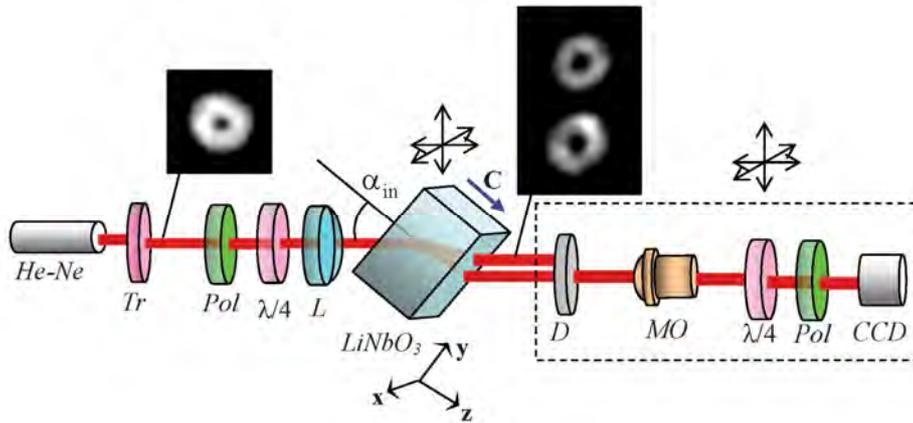


Fig. 6. The sketch of the experimental set-up: (He-Ne) – laser, (Tr) – computer-generated hologram, (Pol) – polarizer, $\lambda/4$ - quarter-wave retarder, (L) – lens with $f=5\text{ cm}$, (LiNbO₃) – crystal, (D)- diaphragm, (MO) – 20^x microobjective; (CCD) –CCD camera.

The crystal is positioned on a rotary table that enables us to rotate the crystal with the angle precision about 0.03° . The beam after the crystal is collimated by the diaphragm (D) and 20^x microobjective (MO). After passing through a quarter-wave retarder and the polarizer, the beam is detected by the CCD camera. The optical elements positioned after the crystal are mounted on the special 3D-optical table that permits us to tune up the beam image at the CCD camera after rotating the crystal. We could measure the specific Stokes parameters at each pixel of the beam image at the CCD camera in accordance with a

standard technique [7, 18]. The spatial resolution in the beam image was about $1.5 \mu m$. The position of the origin on the x-y plane is defined as a center of gravity of the beam at the CCD camera plane for each angle α_{in} to within $1.7 \mu m$ provided that the initial beam is a linearly polarized. The described above technique does not permit us to measure a magnitude of the asymptotic transverse shift of the vortices Δx_V (see Sections II).

Nevertheless, we can study experimentally major features of the fine polarization structure of the beam core and bring to light major tendencies of the vortex-beam behavior in each circularly polarized component when tilting the beam. We measured the positions x and y of the C-points for each angle α_{in} within to $1.5 \mu m$ on the base of standard method [7, 18]. We started to measure the C-point positions at the beam cross-section when the light intensity between the beams was 10 times as small as the intensity at the beam maximum. This corresponds to a rather well splitting of the partial beams. A typical map of the polarization distribution is shown in Fig.7.

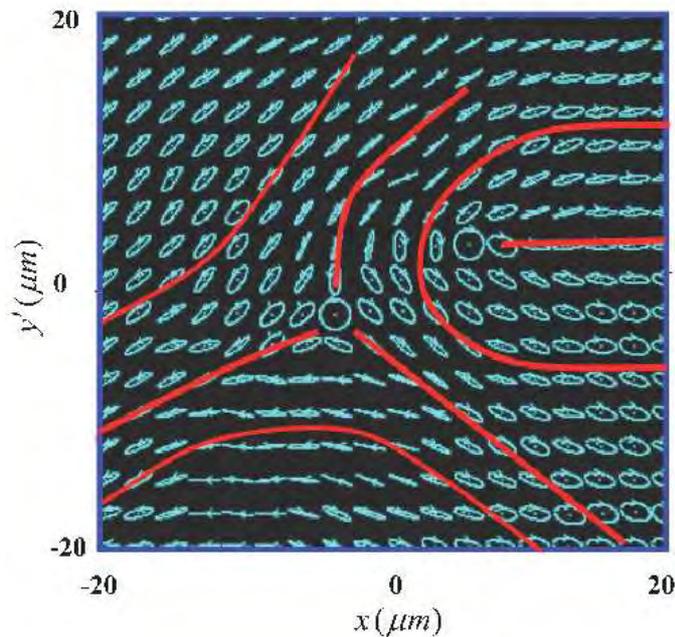


Fig. 7. Map of the polarization distribution in the vicinity of the beam core with the initial RHP polarization and $l = -1$.

We can see here standard patterns of the star and the lemon around the C-points. When tilting the beam, the C-points start to rotate and a distance between them changes. Their positions trace a complex trajectories in the space: x, y, α_{in} . At first, we plotted trajectories traced by the lemon and the star inside the core of the ordinary singular beam with a right hand circular polarization and a negative topological charge $l = -1$ at the input crystal face shown in Fig.8 (the lower partial beam in the Fig.6). The star is

associated with a vortex in the RHP component whereas the lemon corresponds to the vortex in the LHP component. They move along spiral-like trajectories. The radii of their rotation decrease gradually. Note that the handedness of the C-line rotations is the same. (However, the handedness of both trajectories changes its sign in the extraordinary beams propagating at the angle α_e (the upper partial beam in the Fig.6)). The star is rotated around the α_o axis while the axis of rotation of the lemon is asymptotically approach to the axis of rotation of the star. After the angle $\alpha_{in} \approx 12^\circ$, the trajectories draw together at the distance lesser than $2 \mu m$ and are experimentally perceived as one line. When changing a sign of the initial circular polarization to the opposite one, the star and the lemon in Fig. 7 are transposed. The lemon is moved now along a spiral-like trajectory rotating around the α_o axis. The trajectory of the star is shifted to the positive direction of the x-axis approaching gradually to the trajectory of the lemon. The switching of a sign of the initial vortex to the opposite one does not change essentially the form of the C-lines. Thus, the direction of the transverse shift of the vortices is exceptionally defined by a handedness of the initial circular polarization. At the other hand, the direction of the transverse shift of the vortices changes to the opposite one when changing the sign of the inclination angle α_o .

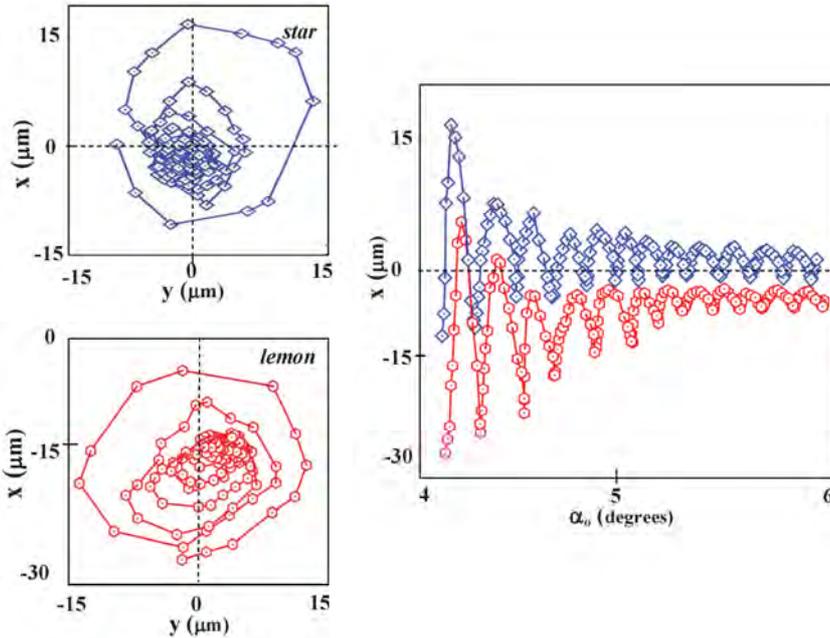


Fig. 8. C-lines for the RHP initial beam with $l=-1$, $w_0 \approx 50 \mu m$, $z \approx 2 cm$.

For comparison, we introduce theoretical trajectories in Fig.9 plotted for much the same parameters of the beam and the crystal. (The equation for the C-lines is derived from

the requirement: the first and the second specific Stokes parameters vanish or $s_1(x, y, z, \alpha_o) = E_+ E_-^* + E_-^* E_+ = 0$, $s_2(x, y, z, \alpha_o) = i(E_+ E_-^* - E_-^* E_+) = 0$. The theoretical C-lines for the $\mathbf{V}^{(-)}$ -beam in Fig.9 also have all major features of the experimentally observed trajectories and are in a good qualitative agreement with the experimental curves in Fig.8. The behavior of the lemon and the star in the initially x -linearly polarized beam \mathbf{F}_x is shown in Fig.10. The C-lines have also a spiral-like form. However, both trajectories are symmetrically shifted along the positive and negative directions of the x -axis. In contrast to the circularly polarized $\mathbf{V}^{(-)}$ -beam, the tilted linearly polarized \mathbf{F}_x beam has a vanishingly small intensity of the orthogonal component. As a result, the interference between the ordinary and extraordinary beams is experimentally observed only for very small inclination angles. The C-lines of the linearly polarized \mathbf{F}_x beam oscillates much slower and approach to each other very quickly. Nevertheless, we observe distinctly two trajectories drawing together with relatively slow oscillations. After the angle $\alpha_{in} \approx 7^\circ$, the trajectories are experimentally undistinguished and we cannot judge about their asymptotic behavior. Comparison of the curves in Fig.9 for the \mathbf{F}_x and Fig.10 shows their good qualitative agreement.

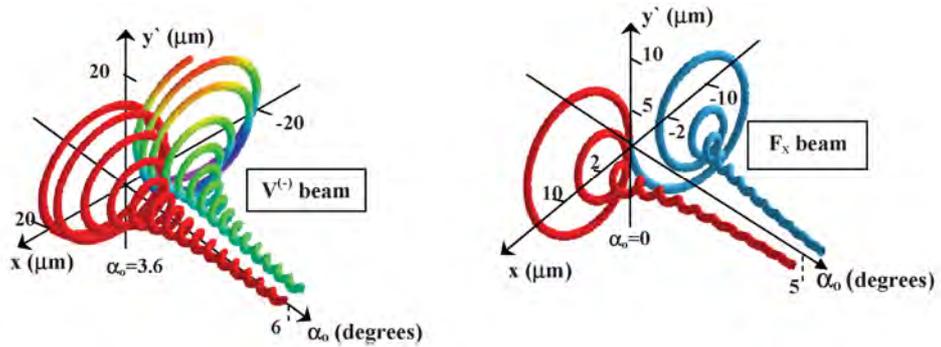


Fig. 9. A computer simulation of the C-line behavior in the $\mathbf{V}^{(-)}$ and \mathbf{L}_x beams, $l = 1$.

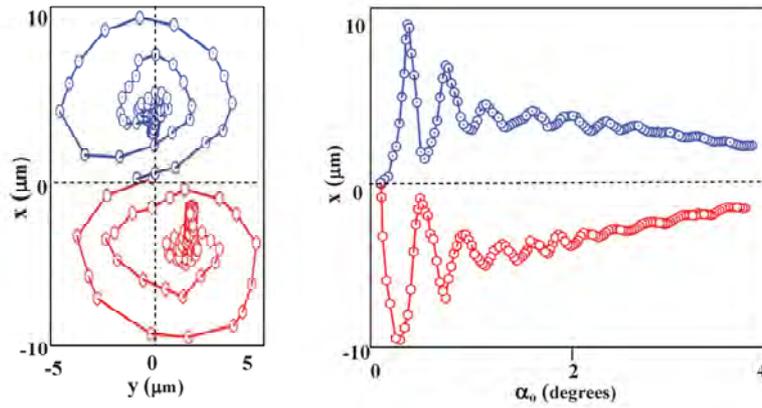


Fig. 10. C-lines in the L -beam with: $l = -1$, $w_0 \approx 50 \mu m$, $z \approx 2 cm$.

The vortex transverse shift in the singular beams stimulates inevitably the transverse shift of the circularly polarized beam components and distortion of their cross-sections.

III THE TRANSVERSE SHIFT, ANGULAR MOMENTUM AND DEFORMATION OF THE BEAM CROSS-SECTION

III.1 The angular momentum

Generally speaking, the conservation law of the angular momentum of light in a simple form as a sum of the SAM and OAM for homogeneous isotropic media [15] cannot be employed in an anisotropic medium because the anisotropic crystal has sources and sinks of the angular momentum of light [26]. It means that the angular momentum of light can be coupled with the angular momentum of the medium. Nevertheless, Ciattoni et al. [16] showed that, in the paraxial approximation, the conservation law can be written for the component of the total angular momentum flux along the optical axis of the uniaxial crystal where the medium is rotationally invariant and the coupling between the angular momentum of the medium and light vanishes. The balance equation can be written in the form:

$$S_z(z) + L_z(z) = I_+ - I_- + L_z^{(+)} + L_z^{(-)} = l + \sigma, \quad (29)$$

where S_z and L_z stand for the spin and orbital angular momenta, respectively, I_+ and I_- are the dimensionless intensities of the RHP and LHP components, $L_z^{(+)}$ and $L_z^{(-)}$ are the OAM of the RHP and LHP components, l and σ are the topological charge and handedness of the beam at the $z=0$ plane. Although the spin and orbital components of the angular momentum flux can change their magnitudes when transmitting the beam, the spin-orbit coupling [16, 17] forces their sum to remain constant. The beam propagation along the crystal is accompanied by its depolarization, i.e. decreasing of the SAM. The depolarization process in turn “switches on” the spin-orbit coupling so that the OAM get transformed.

Polarization state in the vortex-beam can be considered on the base of the Stokes parameters:

$$S_0 = \mathfrak{I} = \mathfrak{I}_+ + \mathfrak{I}_-, \quad S_1 = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy (E_+ E_-^* + E_+^* E_-), \quad (30)$$

$$S_2 = i \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy (E_+ E_-^* - E_+^* E_-), \quad S_3 = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy (E_+ E_+^* - E_- E_-^*) = \mathfrak{I}_+ - \mathfrak{I}_-, \quad (31)$$

here the symbol $(^*)$ stands for a complex conjugation. \mathfrak{I}_{\pm} are the normalized intensities of RHP and LHP components, respectively. The magnitude

$$S_z = \frac{S_3}{\mathfrak{S}} = \frac{\mathfrak{S}_+ - \mathfrak{S}_-}{\mathfrak{S}} = I_+ - I_- \quad (32)$$

describes the SAM of the vortex-beam. The polarization degree can be presented as

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{\mathfrak{S}}. \quad (33)$$

Fig.11 demonstrates behavior of the SAM for the $\mathbf{U}^{(0)}$ and $\mathbf{V}^{(-3)}$ beams. The oscillations of the SAM in the $\mathbf{V}^{(-3)}$ beam die down periodically before vanishing while the oscillations of the vortex-free $\mathbf{U}^{(0)}$ beam decrease monotonically. In both cases the oscillations have envelopes in the form of the polarization degree P .

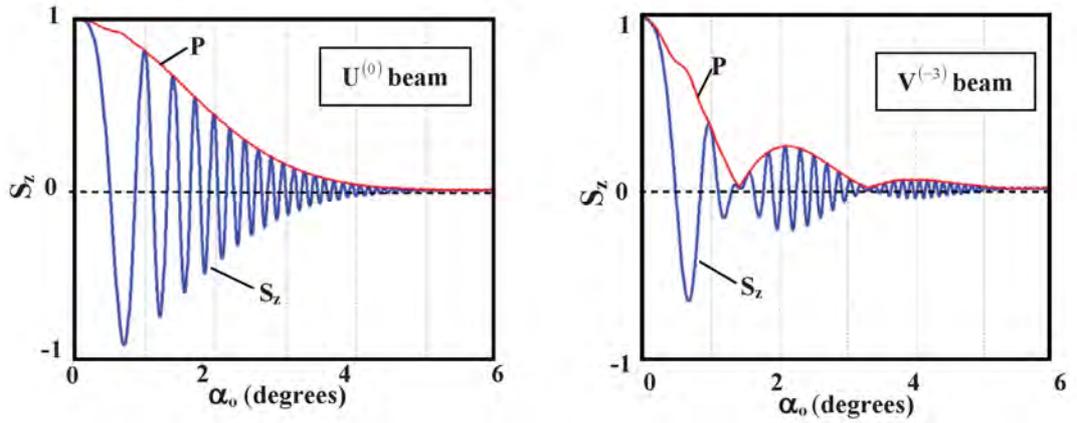


Fig. 11. $S_z(\alpha_o)$ and $P(\alpha_o)$ of the beam $\mathbf{U}^{(0)}$ and t $\mathbf{V}^{(-3)}$ beams, $z=2$ cm.

The OAM of the paraxial beam L_z is calculated by mean of the expression:

$$L_z = -\frac{i}{\mathfrak{S}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \mathbf{E}^* (x \partial_y \mathbf{E} - y \partial_x \mathbf{E}), \quad (34)$$

It can be presented as a sum of the OAM of the RHP and LHP beam components $L_z = L_z^+ + L_z^-$. The curves shown in Fig. 12 describe the OAM evolution for the $\mathbf{U}^{(0)}$, $\mathbf{U}^{(3)}$ and $\mathbf{V}^{(-3)}$ beams. The $\mathbf{U}^{(3)}$ and $\mathbf{V}^{(-3)}$ beams have opposite signs of the topological charges $l = +3$ and $l = -3$, respectively, and the same handedness of the circular polarization $\sigma = +1$ at the initial plane $z=0$. All the curves $L_z(\alpha_o)$ oscillate synchronically with the curves $S_z(\alpha_o)$ (see Fig. 11).

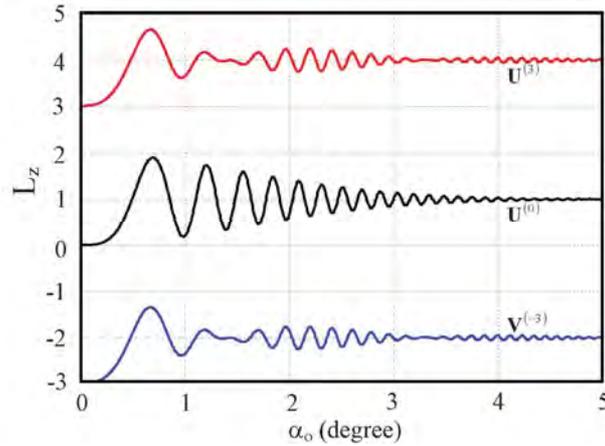


Fig. 12. $L_z(\alpha_o)$ for the $\mathbf{U}^{(3)}$, $\mathbf{U}^{(0)}$ and $\mathbf{V}^{(-3)}$ beams; $w_0 = 50\mu\text{m}$, $z=2$ cm.

However, the sections of the curves in Fig.11 where the SAM increases, corresponds to the section of the curves in Fig. 12 where the OAM decreases and vice versa. At the first sight, it seems that the sum of the topological charge and handedness at the initial plane $z=0$ and at the asymptotic case $z \rightarrow \infty$ must be the same: $l_{in} + \sigma_{in} = l_{asym}$. But a simple estimation shows invalidity of such assumption: $l_{in} + \sigma_{in} \neq l_{asym}$. Even the vortex-free ($l = 0$) beam $\mathbf{U}^{(0)}$ with a zero initial OAM $L_z(z=0)=0$ gets the asymptotic orbital angular momentum $L_z^{(asym)} = +1$ that has nothing to do with the vortex topological charge l . At the same time, the optical vortices are not the only reason that can change the OAM. Considerable contribution to the OAM is also made by the astigmatic transformations [15] and the transverse shift of the center of gravity of the beam as a whole.

III.2 The transverse shift

The brightest example of interrelation between the transverse shift and AM in optical processes is the Fedorov-Imbert effect [27- 32] – the lateral displacement of the beam when refracting or reflecting it at the interface of two homogeneous isotropic media. The basic part in this phenomenon plays the spin-orbit coupling. The transverse shift manifest itself also in the spin Hall effect: the splitting of a linearly polarized beam into two circularly polarized ones [33-35] and in the optical Magnus effect: rotation of the trajectory of a circularly polarized ray in an optical fiber [36, 37]. The singular beams bearing optical vortices enhance noticeably the effect owing to an additional orbital angular momentum associated with the optical vortices [38-40]. Moreover, the direction of the beam shift at the boundary face is defined now not only by the handedness of the circular polarization but also by the sign of the vortex topological charge. The imprescriptible element of the considered above processes is inhomogeneity of the medium. In this Section, we will concentrate our attention on the transverse shift of the beam in the unbounded homogeneous but anisotropic medium.

We calculated the positions of the center of gravity of the beam on the base of the standard expressions:

$$x_C = \frac{1}{\mathfrak{I}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy x |\mathbf{E}(x, y, z, \alpha_o)|^2, \quad y_C = \frac{1}{\mathfrak{I}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy y |\mathbf{E}(x, y, z, \alpha_o)|^2. \quad (35)$$

The chains of the dislocation reactions in the tilted vortex-beams force the center of gravity trace intricate space trajectories for each of the circularly polarized components. The typical trajectories are shown in Fig. 13 for the $\mathbf{V}^{(-3)}$ vortex-beam. The amplitude of vibrations of the trajectory depends on the crystal length z and the inclination angle α_o . The amplitude has large value inside the angle range from $\alpha_o = 0$ to the indistinguishability border $\alpha_o = \alpha_{ind}$. In the vicinity of the value $\alpha_o = \alpha_{ind}$, the vibrations die down because a part of vortices that take place in the reconstruction of the beam core, leaves the area of dislocation reactions. Then the vibrations are resumed again but with essentially smaller amplitude while their frequency increase very much. Finally, the vibrations fade away at the relatively large angles α_o (or the crystal length z). However, we observe the residual displacement one of the beams. The position of the center of gravity of the $V_-^{(-3)}$ component is shifted along the x-axis at the distance: $\Delta x^- = -2/(k \alpha_o)$ while the shift on the orthogonal plane vanishes $\Delta y^- = 0$. At the same time, the center of gravity of the total beam $\mathbf{V}^{(-3)}$ is shifted only at a half of this distance: $\Delta x_T = \Delta x^- / 2$ while for all that the $V_+^{(-3)}$ component is not shifted. The circularly polarized components of the \mathbf{F}_X beam with the initial linear polarization directed along the x-axis and the vortex topological charge l are shifted in opposite directions so that in the asymptotic case the transverse shift between circularly polarized components is doubled $\Delta x_C^{(V)} = 4/(k \alpha_o)$.

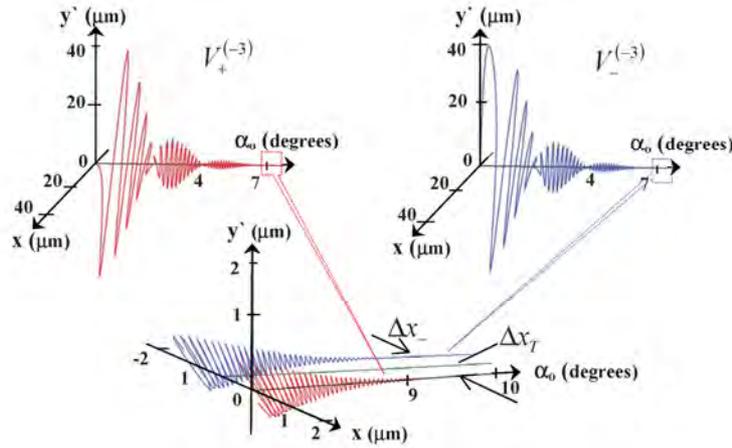


Fig. 13. The trajectories of the center of gravity of the $\mathbf{V}^{(-3)}$ beam; $z=2$ cm, $w_0 = 50 \mu m$.

It is noteworthy to remark that the magnitudes of the asymptotic transverse shifts Δx_T of the center of gravity for the circularly polarized components of the V, U, \bar{V}, \bar{U} beams are the same for different magnitudes of the initial vortex topological charges l although the transverse shift of the vortices in these components is proportional to the vortex topological charge l . This result can be independently obtained from the equation (29) for the angular momentum flux.

Let us rewrite the conservation law (29) in the alternative form bound with the evolution of the center of gravity of the beam [29]:

$$(\mathbf{r}_c \times \mathbf{k}_c)_z + (I_+ - I_- + I_+ l_+ + I_- l_-) \frac{k_z}{k} = \text{const}, \quad (36)$$

where \mathbf{r}_c is the radius vector of the center of gravity, k_z stands for the z -component of the wave vector of the beam associated with the center of gravity, l_+ and l_- are the vortex topological charges in the RHP and LHP components, respectively. Since the inclination angle is small we can assume that $k_z/k \approx 1$. The first term in eq. (36) is $(\mathbf{r}_c \times \mathbf{k}_c)_z = -k\alpha_o \Delta x_T$ in the referent frame shown in Fig.1. The sum of the SAM and OAM at the initial plane $z=0$ is equal to the asymptotic AM flux at the $z \rightarrow \infty$, i.e $l + \sigma = \frac{1}{2}l_+ + \frac{1}{2}l_- - k\alpha_o \Delta x_T$. However, the vortex topological charges in the RHP and LHP components equal each other $l_+ = l_- = l$ and the beam is depolarized ($I_+ = I_-$) in the asymptotic case so that the transverse shift: $\Delta x_T = -\sigma/k\alpha_o$ is the same for all vortex beams (including the Gaussian beam) and does not depend on the vortex topological charge. The above result derived from the conservation law (36) coincides with the asymptotic value of the transverse shift Δx_T in Fig. 13 obtained from the solution of the paraxial wave equation (1).

Thus, the asymmetric splitting and the transverse shift of the tilted vortex-beams in a uniaxial crystal is a consequence of the conservation law for the total angular momentum flux along the crystal optical axis and manifests itself as a joint action of the dislocation reactions in the circularly polarized components, the beam depolarization and the spin-orbit coupling.

III.3 The deformation of the beam cross-section

The asymmetric vortex destruction and recovery in the paraxial beam considered in Sec. II causes not only the transverse shift but also distortion of a circular symmetry of the beam cross-section. Generally speaking, a uniaxial crystal deforms the initially circular cross-section of the paraxial extraordinary beam when propagating perpendicular to the crystal optical axis [41] even without taking into account the vortex structure of the beam. Complex behavior of such deformation in tilted paraxial beams

was remarked also in the article [3]. A circularly polarized beam propagating along the crystal optical axis does not experience an elliptical deformation. At the same time, a linearly polarized Laguerre-Gaussian beam in this case undergoes a relatively strong deformation, its magnitude increasing as the beam propagates along the crystal [42]. Contribution of the transverse shift to the beam deformation is of the object of a special investigation. However, in the given Section we will consider only some features of such a complex process.

The magnitude of the cross-section deformation can be estimated by means of the *mean square width* of the paraxial beam (see, e.g., [41]):

$$W_{\pm}^2(\varphi, z, \alpha_o, l) = \frac{1}{\mathfrak{S}_{\pm}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy' (x \cos \varphi + y' \sin \varphi)^2 |E_{\pm}^{(l)}|^2, \quad (37)$$

where φ is the azimuthal angle in the referent frame $x0y'$. We assume that the ordinary and extraordinary beams are separated in the asymptotic case and take into account only the field of the ordinary beam both in RHP and LHP beam components.

The expression (37) shows that the mean square width $W_{\pm} = \sqrt{W_{\pm}^2}$ is a periodical function of the angle φ with a period 2π . It oscillates around the value:

$$\bar{W}_{\pm} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sqrt{W_{\pm}^2} d\varphi. \text{ The deformation } D \text{ relative to the asymptotic transverse shift } \Delta x_T$$

can be defined as $D(z, \alpha_o, l) = (W_{\max} - \bar{W}) / \Delta x_T$. The curve $D(z)$ shown in Fig. 14 illustrates deformation of the cross-section of the U - and F -beam components along the crystal length z . The U -beam deformation changes very slowly along the crystal in the LHP $U_-^{(3)}$ component and its magnitude is only $D = 0.02$ at the crystal length $z = 0.4 \text{ m}$. The RHP component $U_+^{(3)}$ does not experience any deformation. Absolutely other situation is observed in the circularly polarized components $F_+^{(3)}$ and $F_-^{(3)}$ of the linearly polarized F -beams. The cross-sections of the linearly polarized beams are distorted even for the on-axis beams $\alpha_o = 0$ [42] for the zero transverse shift. When tilting the beam this effect is enhanced. However, the contribution of the transverse shift Δx_T to the deformation process, on our opinion, is negligible and such a deformation is inherent in all linearly polarized beams in the crystal [42].

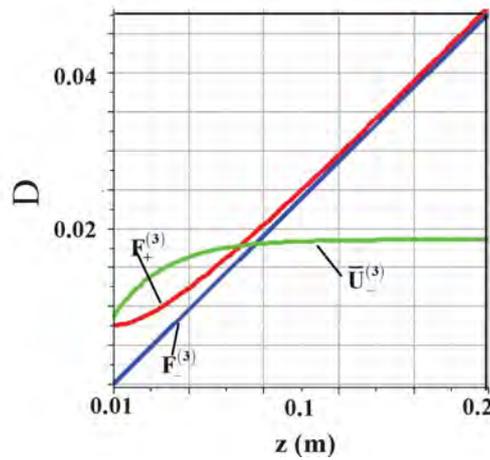


Fig. 14. Deformation D of the $U_-^{(3)}$, $F_+^{(-3)}$ and $F_-^{(-3)}$ beam components as a functions of the crystal length z : $\alpha_o = 10^\circ$, $w_0 = 50 \mu m$.

CONCLUSIONS

We have discussed the destruction and recovery of high order paraxial vortex-beams in the unbounded medium of a uniaxial crystal when the beam propagates at a small angle to the crystal optical axis. We paid a special attention to the transverse shift of the beam induced by the homogeneous anisotropic medium. We have brought to light that three optical processes underline the transverse shift of the crystal traveling beam: dislocation reactions in the circularly polarized components, the beam depolarization and the spin-orbit coupling. It has been shown that an inclination of the beam relative to the crystal optical axis is tightly connected with a global reconstruction of the vortex structure. For example, a RHP singular beam bearing an optical vortex with a topological charge equal to $-l$ at the crystal input stimulates appearance of the LHP singular beam with a topological charge $-l+2$ when propagating along the crystal optical axis. When tilting the beam the LHP component of the beam loses two positively charged optical vortices while the RHP component keeps its former vortex composition. At the first glance it seems that both circularly polarized components carries over now identical optical vortices. However, we have shown that a fine structure of the beam core in the RHP and LHP components is different. All optical vortices gather together at the axis of the RHP component forming the l -charged optical vortex. At the same time, only $l-l$ vortices gather together at the axis of the LHP component while one singly charged vortex is shifted along the direction perpendicular to the inclination plane of the beam. Besides, the beam is depolarized. These processes break the inner matching of the SAM and the OAM bound with the vortex topological charge. Such mismatching is removed by the spin-orbit coupling owing to the transverse shift of the LPH beam component. The transverse shift does not depend on a sign and magnitude of the vortex topological charge l in contrast to that in the Fedorov-Imbert effect [39]. However, the shift changes its direction to the opposite one

when switching the handedness of the initial circular polarization and changing a sign of the inclination angle α_0 . In the initially linearly polarized beam, both circularly polarized components experience the transverse shift in opposite directions. This effect can be treated as *the beam quadrefringence* [18] in a uniaxial, homogeneous anisotropic medium. The first two beams is a result of the splitting of the total tilted beam into the linearly polarized ordinary and extraordinary ones. The appearance of the second two beams originates from the splitting of the linearly polarized beams into the circularly polarized components caused by the transverse shift. But such a transverse shift is a very small (about a half of the wavelength) and the effect is experimentally perceived as an ordinary beam birefringence. We have also analyzed the deformation of the beam cross-section caused by the transverse shift and revealed that deviations of the mean square width of the beam cross-section are vanishingly small.

ACKNOWLEDGMENTS

We are indebted to K. Yu. Bliokh for his valuable comments. We also thank E. Abramochkin for the useful discussion on the theoretical aspects of the work and B. Sokolenko for his help in the experiment.

References

1. Born M. Principles of Optics / M. Born, E. Wolf. – New York: Pergamon, 1975
2. Fleck J.A. Beam propagation in uniaxial anisotropic media / J.A. Fleck, M.D. Feit. // J. Opt. Soc. Am. – 1983. – V. 73. – P. 920-928.
3. Seshadri S.R. Basic elliptical Gaussian wave and beam in a uniaxial crystal / S.R. Seshadri // J. Opt. Soc. Am. A. – 2003. – V. 20. – P. 1818-1826.
4. Berry M.V. Conical diffraction: Hamilton's diabolical points at the heart of crystal optics / M.V. Berry, M.R. Jeffray // Progress in Optics. – 2007. – V. 50. – P. 11-50.
5. Volyar A.V. Generation of singular beams in uniaxial crystals / A. Volyar, T. Fadeyeva // Optics and Spectroscopy. – 2003. – V. 94. – P. 264-274.
6. Ciattoni A. Circular polarized beams and vortex generation in uniaxial media / A. Ciattoni, G. Cincotti, C. Palma // J. Opt. Soc. Am. A. – 2003. – V. 20. – P. 163-171.
7. Egorov Yu. The fine structure of singular beams in crystals: colours and polarization / Yu. Egorov, T. Fadeyeva, A. Volyar // J. Opt: Pure and Appl. Opt. – 2004. – V. 6. – P. S217-S228.
8. Volyar A. Laguerre-Gaussian beams with complex and real arguments in uniaxial crystals / A. Volyar, T. Fadeyeva // Optics and Spectroscopy. – 2006. – V. 101. – P. 297-304.
9. Soskin M. Singular optics / M. Soskin, M. Vasnetsov // Progress in Optics. – 2001. – V. 42. – P. 219.
10. Soskin M. Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices / M. Soskin, V. Gorshkov, M. Vasnetsov, J. Malos, N. Heckenberg // Phys. Rev. A. – 1997. – V. 56. – P. 4064-4075.
11. O'Holleran K. Polarization Singularities in 2D and 3D Speckle Fields / K. O'Holleran, M.R. Dennis, F. Flossmann, and M.J. Padgett // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 100 – P. 053902-1-4.
12. Nye J.F. *Natural Focusing and Fine Structure of Light: Caustics and Wave Dislocations* / J.F. Nye // New-York: CRC Press, 1999.
13. Dennis M.R. Polarization singularities in paraxial vector fields: morphology and statistics / M.R. Dennis // Optics Communications. – 2002. – V. 213. – P. 201.
14. Flossmann F. Fractality of Light's Darkness / F. Flossmann, K. O'Holleran, M. Dennis, M. Padgett // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 100. – P. 203902-1-4.

15. Allen L. Optical Angular Momentum / L. Allen, S.M. Barnett, M.J. Padgett // Bristol:IOP Publishing, 2003. – 300 p.
16. Ciattoni A. Angular momentum dynamics of a paraxial beam in a uniaxial crystal / A. Ciattoni, G. Cincotti, C. Palma // Phys. Rev. E. – 2003. – V. 67. – P. 036618-1-10.
17. Brasselet E. Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals / E. Brasselet, Ya. Izdebskaya. V. Shvedov, A. Desyatnikov, W. Krolikowsky and Yu. Kivshar // Optics Letters. – 2009. – V. 34. – P. 1021-1023.
18. Fadeyeva T. Quadrefringence of optical vortices in a uniaxial crystal / T. Fadeyeva, A. Rubass, Yu. Egorov, A. Volyar, G. Swartzlander // J. Opt. Soc. Am. – 2008. – V. 25. – P. 1643-1641.
19. Flossman F. Polarization singularities from unfolding an optical vortex through a birefringent crystal / F. Flossman, U.T. Schwarz, M. Maier, M.R. Dennis // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 95. – P. 25390-1-4.
20. Chin S.Y. Gaussian beam in anisotropic media / S.Y. Chin, L.B. Felson // Applied Physics. – 1974. – V. 5. – P. 225-239.
21. Palma C. Decentered Gaussian beams, rays bundles, and Bessel-Gaussian beams / C. Palma // Appl. Opt. – 1997. – V. 36. – P. 1116-1120.
22. Zauderer E. Complex argument Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams / E. Zauderer // J. Opt. Soc. Am. – 1986. – V. 3. – P. 465-469.
23. Flossmann F. Stokes parameters in the unfolding of an optical vortex through a birefringent crystal / F. Flossmann, U.T. Schwarz, M. Maier, M.R. Dennis // Optics Express. – 2006. – V. 14. – P. 11402-11411.
24. Fadeyeva T. Indistinguishability limit for off-axis vortex beams in uniaxial crystals / T. Fadeyeva, Yu. Egorov, A. Rubass, G.A. Swartzlander Jr, A. Volyar // Optics Letters. – 2007. – V. 32. – P. 3116-3118.
25. Freund I. Critical point explosions in two-dimensional wave fields / I. Freund // Optics Communications. – 1999. – V. 159. – P. 99-117.
26. Bath R. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light / R. Bath // Physical Review. – 1936. – V. 50. – P. 115-125.
27. Fedorov F.I. On the theory of a total reflection / F.I. Fedorov // Dokl. Akad. Nauk SSSR. – 1955. – V. 105. – P. 465-467.
28. Imbert C. Calculation and experimental proof of the transverse shift induced by total internal reflection of a circularly polarized light / C. Imbert // Phys. Rev. – 1972. – V. D5. – P. 787-796.
29. Bliokh K.Yu. Polarization, transverse shifts and angular momentum conservation laws in partial reflection and refraction of an electromagnetic wave packet / K.Yu. Bliokh, Yu.P. Bliokh // Physical Review E. – 2007. – V. 75. – P. 066609-1-10.
30. Aiello A. Role of propagation in Goos-Hanchen and Imbert-Fedorov shifts / A. Aiello, J.P. Woerdman // Optics Letters. – 2008. – V. 33. – P. 1437-1439.
31. Nasalski W. Displacement of the intensity peak in narrow beams reflected at a dielectric interface / W. Nasalski, T. Tamir, L. Lin // J. Opt. Soc. Am. A. – 1988. – V. 5. – P. 132-140.
32. Nasalski W. Longitudinal and transverse effects of nonspecular reflection / W. Nasalski // J. Opt. Soc. Am. A. – 1996. – V. 13. – P. 172-181.
33. Bliokh K.Yu. Conservation of angular momentum, transverse shift and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet / K.Yu. Bliokh, Yu.P. Bliokh // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96. – P. 073903-1-4.
34. Hosten O. Observation of the spin Hall effect in light via weak measurements / O. Hosten, P. Kwist // Science. – 2008. – V. 319. – P. 787-790.
35. Onoda M. Hall effect in light / M. Onoda, S. Murakami, N. Nagaosa // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 93. – P. 083901-1-4.
36. Liberman V.S. Optical Magnus effect / V.S. Liberman, B.Ya. Zel'dovich // Physical Review A. – 1992. – V. 46. – P. 5199.
37. Volyar A. Polarization splitting of the plane propagation of a local wave in a step-index multimode fiber / A. Volyar, A. Gnatovskii, S. Lapaeyeva, V. Myagkov // Ukraine Physical Journal. – 1992. – V. 37. – P. 1468-1471.
38. Bliokh K.Yu. Geometrical optics of beams with vortices and orbital angular momentum Hall effect / K.Yu. Bliokh // Physical Review Letters. – 2006. – V. 97. – P. 043901.

39. Fedoseyev V.G. Spin-independent transverse shift of the center of gravity of a reflected and of a refracted light beams / V.G. Fedoseyev // Optics Communications. – 2001. – V. 191. – P. 9-18.
40. Okuda H. Huge transverse deformation in nonspecular reflection of a light beam possessing orbital angular momentum near critical incidence / H. Okuda, H. Sasada // Optics Express. – 2006. – V. 14. – P. 8393-8402.
41. Ciatoni A. Anisotropic beam spreading in uniaxial crystals / A. Ciatoni, C. Palma // Optics Communications. – 2004. – V. 231. – P. 79-92.
42. Cincotti G. Laguerre-Gaussian and Bessel-Gaussian beams in uniaxial crystals / G. Cincotti, A. Ciatoni, C. Palma // J. Opt. Soc. Am. A. – 2002. – V. 19. – P. 1680-1688.

Фадеева Т.А., Чотиризаломлення вихрових пучків у дволучезаломлюючих кристалах / Т.А. Фадеева, О.Ф. Рыбась, О.В. Воляр // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 30-56.

Ми знайшли асиметричне розщеплення циркулярно поляризованих вихрових пучків вищого порядку в одновісьовому кристалі. Вихровий пучок з топологічним зарядом L розщеплюється на пучок з зарядом вихору $L-1$, що розповсюджується вздовж напрямку розповсюдження первісного пучку, та один оптичний вихор, зміщений у напрямку перпендикулярному площині нахилу пучку. Причиною такого зміщення вихору є боковий зсув парціального пучка. Ми розглядаємо ефект бокового зсуву як з точки зору закону збереження потоку кутового моменту, так й на базі рішення параксіального хвильового рівняння. Ми показали, що поперечний зсув пучка, після проходження кристала не залежить ні від величини, ні від знаку топологічного заряду оптичного вихору, та визначаються тільки первісною циркулярною поляризацією й кутом нахилу пучку.

Ключові слова: одновісьовий кристал, лазерне випромінювання, топологічний заряд, оптичний вихор, стан поляризації, поляризаційна сингулярність.

Фадеева Т.А., Четырепреломление вихревых пучков в дволучепреломляющих кристаллах / Т.А. Фадеева, А.Ф. Рыбась, А.В. Воляр // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Серия: Физико-математические науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 30-56.

Мы нашли ассиметричное расщепление циркулярно поляризованных пучков высших порядков в одноосном кристалле. Вихревой пучок с топологическим зарядом L расщепляется на пучок с зарядом $L-1$, который распространяется вдоль направления распространения первоначального пучка и одиночный вихрь, смещенный в направлении перпендикулярном плоскости наклона пучка. Причиной такого смещения вихря есть боковое смещение парциального пучка. Мы рассматриваем эффект бокового смещения как с точки зрения закона сохранения потока углового момента, так и на основании решения параксиального волнового уравнения. Мы показали, что боковое смещение пучка, после прохождения кристалла не зависит ни от величины ни от знака топологического заряда оптического вихря, и обусловлен только первоначальной циркуляцией и углом наклона пучка.

Ключевые слова: одноосный кристалл, лазерное излучение, топологический заряд, оптический вихрь, состояние поляризации, поляризационная сингулярность.

Поступила в редакцию 16.12.2009 г.

УДК 530.14

**УПРАВЛЕНИЕ ФАЗОЙ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ
ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ**

Дзедолик И.В., Лапаева С.Н., Вершицкий В.И., Маркова Л.С.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: dzedolik@crimea.edu*

Теоретически и экспериментально показана возможность управления фазой оптического вихря с помощью варьирования напряженности внешнего электрического поля в диэлектрическом резонаторе Фабри-Перо. В интерферометре Маха-Цендера, в объектном плече которого был установлен кристалл фосфида галлия в форме прямоугольной призмы, получена интерференционная картина в виде спирали, вращающейся вокруг своей оси при изменении напряженности внешнего электрического поля. Число оборотов спирали зависит от напряженности внешнего электрического поля. Рассмотренное явление может быть использовано для конструирования датчиков физических величин и оптических элементов, применяемых в оптических линиях передачи информации.

Ключевые слова: оптический вихрь, диэлектрический резонатор, внешнее электрическое поле

ВВЕДЕНИЕ

Управление фазой волнового пакета, в частности, переносащего оптический вихрь, в последнее время привлекает внимание исследователей в связи с необходимостью формирования сигналов заданного профиля в линиях передачи информации [1 - 4]. Фаза волнового пакета меняется при изменении диэлектрической проницаемости среды, в которой распространяется электромагнитная волна. Одним из способов изменения диэлектрической проницаемости является наложение на диэлектрическую среду внешнего электрического поля. При этом, в результате линейного электрооптического эффекта (эффекта Поккельса), изменение диэлектрической проницаемости среды будет зависеть от напряженности внешнего электрического поля.

При прохождении электромагнитной волны через диэлектрический резонатор Фабри-Перо, представляющий собой прямоугольную призму из диэлектрического материала с отражающими торцами, возникает многолучевая интерференция. Если на диэлектрический резонатор наложено внешнее электрическое поле, нормальное к продольной оси резонатора, то при варьировании электрического поля, в результате изменения разности фаз интерферирующих лучей, интерференционная картина на выходном торце резонатора меняется.

Целью данной работы является исследование методов управления фазой вихревого пучка, распространяющегося в диэлектрическом резонаторе. Задача, которую необходимо было решить для достижения поставленной цели – это исследование влияния внешнего электрического поля на фазу оптического вихря в

диэлектрическом резонаторе – кристалле фосфиде галлия, имеющего форму прямоугольной призмы.

В работе теоретически и экспериментально исследована возможность управления фазой пучка, переносящего оптический вихрь, с помощью варьирования напряженности внешнего электрического поля в диэлектрическом резонаторе Фабри-Перо. В интерферометре Маха-Цендера, в котором был установлен кристалл фосфида галлия в форме прямоугольной призмы (диэлектрический резонатор Фабри-Перо), была получена интерференционная картина в виде спирали, вращающейся вокруг своей оси при изменении напряженности внешнего электрического поля. Было показано, что число оборотов зависит от напряженности внешнего электрического поля. Это явление может быть использовано для конструирования датчиков физических величин и новых оптических элементов, применяемых в оптических линиях передачи информации.

1. КРИСТАЛЛ ФОСФИДА ГАЛЛИЯ

Существует обширный класс веществ с малой электропроводностью, которые при низкой частоте электрического поля ведут себя как проводники с проводимостью σ , а на высокой частоте как диэлектрики с диэлектрической проницаемостью ε . Представителем такого класса веществ является фосфид галлия.

Фосфид галлия (GaP) – оранжевый или зеленовато-желтый кристалл с алмазным блеском, кубической решеткой типа сфалерита, с подвижностью электронов $300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, дырок – $150 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ [5]. Фосфид галлия относится к алмазоподобным полупроводникам типа A_3B_5 со структурой цинковой обманки, статическая диэлектрическая проницаемость кристалле фосфида галлия равна $\varepsilon_0 = 10,18$, высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_\infty = 8,46$, ширина запрещенной зоны $E_g = 2,25 \text{ эВ}$, диэлектрическая восприимчивость $\chi_2 = -1,07 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, энергия тепловых движений кристалла при $t^0 = 27^0 \text{ С}$ составляет $7,6 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$, энергия оптических фотонов $1,97 \text{ эВ}$ для $\lambda = 0,632 \text{ мкм}$.

Фосфид галлия относится к кристаллам, которые не обладают центром симметрии, поэтому при наложении электрического поля на кристалл его показатель преломления меняется в результате эффекта Поккельса [6].

2. ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Если в полупроводниковой среде имеется внешнее электростатическое поле E_0 , направленное нормально к оси распространения волны z , то уравнения Максвелла принимают вид

$$\nabla \times \vec{B}_\perp = \frac{\varepsilon}{c} \dot{\vec{E}}_\perp + \frac{4\pi}{c} \sigma (\vec{E}_\perp + \vec{E}_0), \quad \nabla \times \vec{E}_\perp = -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}}_\perp, \quad (1)$$

где σ - проводимость среды. Для конфигурации полей, когда электрическое поле направлено вдоль оси x , а магнитное – вдоль оси y , $\vec{E}_\perp, \vec{E}_0 \parallel \vec{I}_x, \vec{B}_\perp \parallel \vec{I}_y$, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{12}}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{4\pi\sigma}{c} E &= -\frac{4\pi\sigma}{c} E_0, \\ \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1(\omega) + \chi_2 E_0$ - линейная диэлектрическая проницаемость, χ_2 - диэлектрическая восприимчивость среды, описывающая эффект Поккельса, индексы у компонент поля опущены.

Представим систему уравнений первого порядка (2) в форме одного уравнения второго порядка для поля E

$$\frac{\varepsilon_{12}}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) имеет решение в форме плоской волны $\sim E \exp[i(\omega t - kz)]$. В этом случае получаем закон дисперсии для полупроводниковой среды

$$k^2 - \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} - \chi_2 E_0 \frac{\omega^2}{c^2} + i \frac{4\pi\sigma}{c^2} \omega = 0. \quad (4)$$

Из уравнения (4) находим диэлектрическую проницаемость среды $\varepsilon = c^2 k^2 / \omega^2$ в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \chi_2 E_0 - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}. \quad (5)$$

Диэлектрическая проницаемость среды (5) имеет действительную часть, характеризующую дисперсию сигнала в присутствии электростатического поля, и мнимую часть, характеризующую затухание волн в проводящей среде.

Учтем зависимость компонент электромагнитного поля от поперечных координат. Для конфигурации полей $\vec{E}, \vec{E}_0 \parallel \vec{I}_x, \vec{B}_\perp \parallel \vec{I}_y$ из (1) получаем уравнение

$$\frac{\varepsilon_{12}}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} - \nabla^2 E = 0, \quad (6)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Полагая, что $E \sim \exp(i\omega t)$, из (6) получаем уравнение для поля

$$\nabla^2 E + \frac{\varepsilon_{12}\omega^2 - i4\pi\sigma\omega}{c^2} E = 0. \quad (7)$$

Вихревое решение в полупроводниковой среде представим в форме $E_x = E(r, z) \exp(i\ell\varphi - ikz)$, где $\ell = \pm 1, \pm 2$. Тогда из (7) получаем уравнение в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} - i2k \frac{\partial E}{\partial z^2} + \left(K^2 - \frac{\ell^2}{r^2} \right) E = 0, \quad (8)$$

где $K^2 = \varepsilon_{12}\omega^2 / c^2 - k^2 - i4\pi\sigma\omega / c^2$.

Представим поле согласно методу Фурье в факторизованном виде $E(r, z) = Z(z)F(r)$, тогда из (8) получаем два уравнения

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left(K^2 + \xi^2 - \frac{\ell^2}{r^2} \right) F = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - i2k \frac{\partial Z}{\partial z} - \xi^2 Z = 0, \quad (10)$$

где ξ - постоянная, определяемая из граничных условий. Уравнение (9) имеет решение в форме функций Бесселя первого рода

$$F = J_\ell(\sqrt{K^2 + \xi^2} r), \quad (11)$$

а уравнение (10) имеет решение в форме

$$Z = \exp(ikz), \quad (12)$$

где κ определяется уравнением $\kappa^2 - 2k\kappa + \xi^2 = 0$, откуда $\kappa = k \pm \sqrt{k^2 - \xi^2}$. Подставляя выражения (12) и (13) в $E(r, z) = F(r)Z(z)$, получаем решение уравнения (9) в виде бесселева пучка

$$FZ = 2J_\ell(\sqrt{K^2 + \xi^2} r) \cos(\sqrt{k^2 - \xi^2} z) \exp(ikz). \quad (14)$$

При $\xi^2 < k^2$ пучок распространяется в среде, его электрическое поле имеет вид

$$E_x = A_0 J_\ell(\sqrt{K^2 + \xi^2} r) \cos(\sqrt{k^2 - \xi^2} z) \exp[i(\omega t + \ell\varphi)], \quad (15)$$

где $k^2 = \varepsilon_{12} \frac{\omega^2}{c^2} - i \frac{4\pi\sigma}{c^2} \omega$, A_0 - амплитуда пучка на входе $z = 0$ в среду.

Коэффициент затухания пучка пропорционален мнимой части квадратного корня

$$\sqrt{k^2 - \xi^2} = \left[\left(\varepsilon_{12} \frac{\omega^2}{c^2} - \xi^2 \right)^2 + \frac{16\pi^2 \sigma^2 \omega^2}{c^4} \right]^{1/4} \times$$

$$\left[\cos \frac{2\pi\sigma\omega}{\varepsilon_{12}\omega^2 - c^2\xi^2} - i \sin \frac{2\pi\sigma\omega}{\varepsilon_{12}\omega^2 - c^2\xi^2} \right],$$

зависит от проводимости среды σ и от напряженности внешнего электростатического поля, т.к. $\varepsilon_{12}(E_0)$ (5) является функцией E_0 .

Распределение плотности энергии $w = EE^*/4\pi$ в поперечном сечении пучка при значении параметров $A_0^2/4\pi = 1$, $\xi = 10\text{cm}^{-1}$ (обратный радиус пучка) и единичном топологическом заряде вихря $\ell = 1$ представлено на рис. 1.

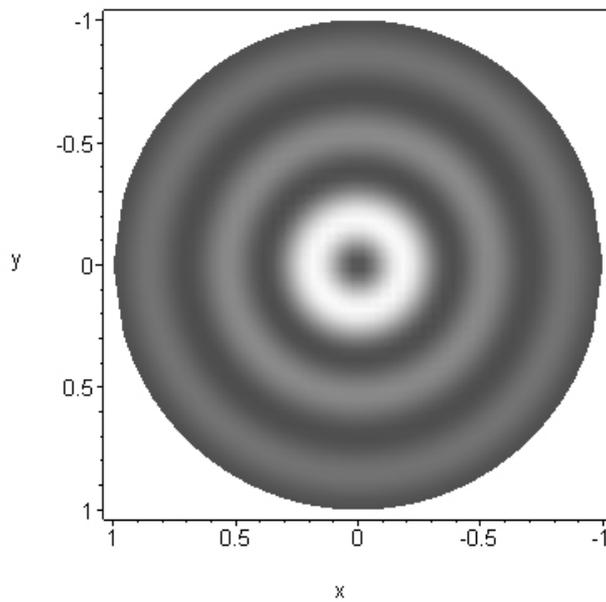


Рис. 1. Распределение плотности энергии $w = J_1^2(10r)$ в поперечном сечении пучка.

Электрический вектор оптического поля на выходе из резонатора Фабри-Перо представим в виде

$$E = \sum_{j=1}^{\infty} J_{\ell}(\xi r) TR^j \exp(i\phi_j), \quad (16)$$

где T - коэффициент пропускания, R - коэффициент отражения.

3. ДИНАМИКА ФАЗЫ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Для получения оптического вихря в пучке можно использовать клин, который выполнен из кварца [7]. Клин должен быть расположен относительно пучка так, чтобы половина сечения пучка попадала на клин, а вторая половина оставалась вне клина. При этом, в результате дифракции пучка на краю прозрачного клина, в пучке генерируется оптический вихрь.

Интерференция вихревого волнового пакета, прошедшего через оптическое волокно и опорного волнового пакета в интерферометре Маха-Цендера приводит к возникновению спирали при различной кривизне фронтов интерферирующих волновых пакетов [8, 9]. Воздействие различных физических параметров (температуры, давления, деформации) на волокно, в котором распространяется вихревой волновой пакет, вызывает вращение интерференционной спирали в результате изменения фазы пакета.

Изменение фазы лазерного пучка, распространяющегося в диэлектрическом резонаторе, возникает также при варьировании диэлектрической проницаемости среды, в частности, за счет воздействия внешнего электрического поля. Динамика фазы лазерного пучка, переносящего оптический вихрь, исследовалась при изменении внешнего электрического поля в диэлектрическом резонаторе – кристалле фосфида галлия в форме прямоугольной призмы. Кристалл был помещен в объектное плечо интерферометра Маха-Цендера, оптическая схема которого приведена на рис. 2.

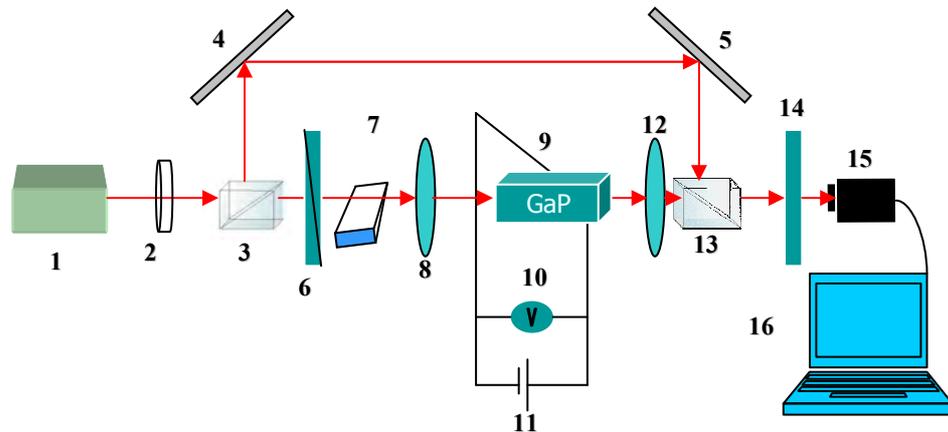


Рис. 2. Оптическая схема интерферометра Маха-Цендера, в объектном пучке которого возбуждается оптический вихрь:

1 - He-Ne лазер, 2 - диафрагма, 3, 13 - делительные кубики, 4, 5 - зеркала, 6 - поляризатор, 7 - оптический клин, 8, 12 - микрообъективы (8^x), 9 - кристалл фосфида галлия, 10 - вольтметр, 11 - источник постоянного напряжения (0-5 В), 14 - фильтр-ослабитель, 15 - CCD камера, 16 - монитор.

В качестве источника излучения в интерферометре Маха-Цендера использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-208А 1 с длиной волны непрерывного излучения $\lambda = 0,632$ мкм, мощностью 5 мВт и неполяризованным пучком. Лазерный пучок проходил диафрагму 2, после которой радиус пучка составлял 2 мм, затем падал на делительный кубик 3 и делился на объектный и опорный пучки. Объектный пучок проходил через поляризатор 6 и оптический клин 7. В объектном пучке возбуждался оптический вихрь в результате дифракции пучка на оптического клине. Толщина клина соответствовала возбуждению в пучке оптического вихря с топологическим зарядом $\ell = +1$ (рис. 3).

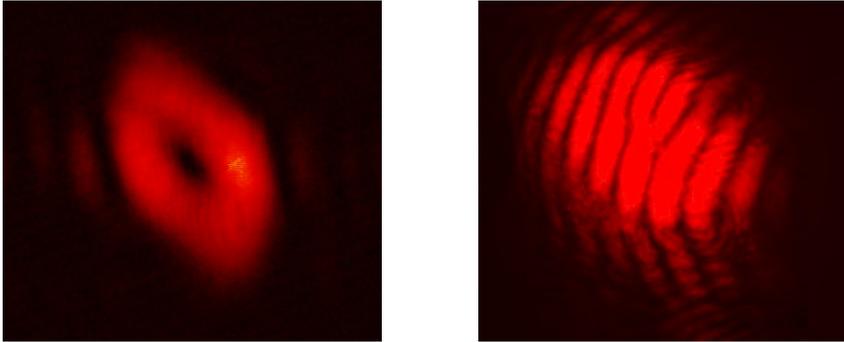


Рис. 3. Распределение плотности энергии (слева) и интерферограмма (справа) оптического вихря на входе в диэлектрический резонатор – кристалл фосфида галлия.

Объектный пучок фокусировался с помощью 8-кратного объектива 8 на кристалл фосфида галлия 9. Пучок падал на входную грань кристалла нормально к кристаллической плоскости кубической решетки. Боковые грани кристалла не отражали излучение, т.к. имели шероховатую поверхность, а входная и выходная грани кристалла были отполированы, т.е. представляли собой зеркала резонатора Фабри-Перо. Толщина кристалла составляла 1 мм, длина $L=5$ мм, диаметр входного пучка $\sim 0,3$ мм.

Опорный пучок имел гауссово распределение поля в поперечном сечении. С помощью зеркал 4 и 5 пучок направлялся на делительный кубик 13, который пространственно совмещал опорный пучок с гауссовым распределением поля и объектный пучок с распределением поля в форме вихря. Интерференционная картина считывалась CCD-камерой 15 и наблюдалась на экране компьютера 16. От источника 11 подавалось постоянное стабилизированное напряжение 0-5 В на электроды, закрепленные на боковых гранях кристалла.

На рис. 4 представлена интерференционная спираль, полученная в плоскости объектива CCD-камеры. Интерференционная картина в форме интерференционной спирали позволяет сделать вывод о том, что объектный пучок на выходе из кристалла переносил оптический вихрь с топологическим зарядом $\ell = +1$.

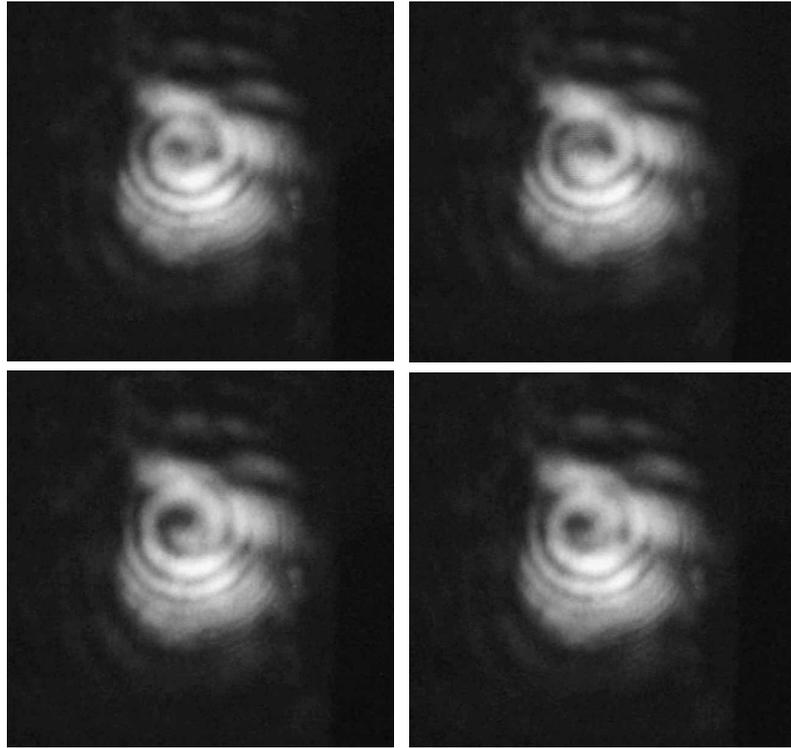


Рис. 4. Вращение интерференционной спирали против часовой стрелки при уменьшении напряжения на кристалле.

Интерференционная спираль вращалась при варьировании напряжения на боковых гранях кристалла. Увеличение напряжения приводило к вращению спирали по часовой стрелке, уменьшение напряжения – к вращению спирали против часовой стрелки. Распределение плотности энергии в поперечном сечении пучка в форме оптического вихря при варьировании напряженности внешнего электрического поля от 0 до 50 В/см не изменялось.

Распределение интенсивности $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi$ светового поля в интерференционной спирали зависит от разности фаз $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ опорного гауссова I_1 и объектного вихревого I_2 пучков, для светлой спирали $\Delta\phi = 2\pi m$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Фаза гауссова пучка имеет вид [10] $\phi_1 = kz + \arctg(z/z_G) + kr^2/R_G(z) + \phi_{0G}$, фаза вихревого пучка [11] – вид $\phi_2 = kz + (\ell + 1)\arctg(z/z_V) + kr^2/R_V(z) - \ell\phi + \phi_{0V}$, где $R_G(z) = z(1 + z_{0G}^2/z^2)$, $R_V(z) = z(1 + z_{0V}^2/z^2)$ – радиусы кривизны волновых фронтов, $z_{0G} = k\rho_G^2/2$, $z_{0V} = k\rho_V^2/2$ – рэлеевские длины, ρ_G, ρ_V – толщины перетяжек гауссова и вихревого пучков.

Начальная фаза вихревого пучка определяется на выходном торце кристалла (14) как

$$\phi_{0V} = \left[\left(\varepsilon_{12} \frac{\omega^2}{c^2} - \xi^2 \right)^2 + \frac{16\pi^2 \sigma^2 \omega^2}{c^4} \right]^{1/4} \cos \left(\frac{2\pi\sigma\omega L}{\varepsilon_{12}\omega^2 - c^2\xi^2} \right). \quad (17)$$

В области оптических частот $\omega \approx 10^{15} c^{-1}$ в полупроводниковой среде с проводимостью $\sigma \sim 10^{-2} (Ом \cdot см)^{-1}$ (фосфид галлия) при $\xi \ll \omega/c$ фаза

приобретает вид $\phi_{0V} \approx \left[\varepsilon_1 + \chi_2 \left(E_0 + \frac{\partial E_0}{\partial t} dt \right) \right]^{1/2} \frac{\omega}{c} z$, где производная по времени

описывает изменение напряженности внешнего электрического поля при варьировании напряжения на кристалле. Разность фаз $\Delta\phi = \ell\varphi - \alpha r^2 - \phi_0$ пучков в плоскости объектива камеры, где

$$\alpha = k(R_V^{-1} - R_G^{-1}), \phi_0 = (\ell + 1) \arctg(z/z_V) - \arctg(z/z_G) + \phi_{0V}(E_0) - \phi_{0G},$$

зависит от напряженности внешнего электрического поля E_0 .

Интерференционная спираль $\varphi = [\alpha r^2 + \Delta\phi + \phi_0(E_0)]/\ell$ вращается при увеличении E_0 по часовой стрелке и наоборот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате теоретических и экспериментальных исследований было выявлено влияние внешнего электрического поля на фазу волнового пакета, прошедшего диэлектрический резонатор Фабри-Перо – кристалл фосфида галлия. Теоретически показано, что изменение фазы оптического вихря в диэлектрическом резонаторе при варьировании напряженности внешнего электрического поля обусловлено зависимостью диэлектрической проницаемости среды от электрического поля.

Экспериментально показано, что для оптического пучка влиянием проводимости в кристалле фосфида галлия можно пренебречь, фаза пучка, переносящего оптический вихрь, изменяется в результате эффекта Поккельса. Обнаружено, что распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, переносящего оптический вихрь, не изменяется при варьировании напряженности внешнего электрического поля от 0 до 50 В/см. Экспериментально показано, что интерференционная вихревая спираль вращается при изменении напряженности внешнего электрического поля в кристалле. Скорость и направление ее вращения зависят от изменения напряженности электрического поля.

Управление фазой оптического вихря дает возможность проектировать и создавать новые оптические элементы, а зависимость числа оборотов интерференционной спирали от напряженности внешнего электрического поля – датчики физических величин.

Список литературы

1. Кившарь Ю.С. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов / Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал ; [Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова]. – М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
2. Sun X. Tunable spatial demultiplexer based on the Fabry-Perot filter / X. Sun, P. Gu, M. Li et al. // Optics Express. – 2006. – V. 14, No. 18. – P. 8470-8475.
3. Mock A. Spectral properties of photonic crystal double heterostructure resonant cavities / A. Mock, L. Lu, J.D. O'Brien // Optics Express. – 2008. – V. 16, No. 13. – P. 9391-9397.
4. Sukhoivanov I.A. Photonic crystals : physics and practical modeling / I.A. Sukhoivanov, I.V. Guryev. – Springer, 2009. – 241 p.
5. Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики / М.П. Шаскольская, Ю.И. Сиротин. – М. : Наука, 1979. – 640 с.
6. Reinhart F.K. Electro-optical and waveguide properties of reverse-biased gallium phosphide p-n junction / F.K. Reinhart, D.F. Nelson, J. McKenna // Phys. Rev. – 1969. – V. 177, No. 3. – P. 1208-1221.
7. Шведов В.Г. Формирование оптических вихрей в процессе дифракции света на диэлектрическом клине / В.Г. Шведов, Я.В. Издебская, А.Н. Алексеев и др. // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, вып. 6. – С. 87-93.
8. Dzedolik I.V. Vortex pulse interference / I.V. Dzedolik, S.N. Lapayeva // Proc. SPIE. – 2002. – V. 4607. – P. 104-108.
9. Дзедолик І.В. Поляритони в оптичних волокнах і діелектричних резонаторах / І.В. Дзедолик. – Симферополь: ДиАйПи, 2007. – 320 с.
10. Ярив А. Введение в оптическую электронику / А. Ярив ; М.: Высшая школа, 1983. – 398 с.
11. Basisty I.V. Optics of light beams with screw dislocations / I.V. Basisty, V.Yu. Bazhenov, M.S. Soskin, M.V. Vashnetsov // Optics Comm. – 1993. – V. 103. – P. 422-528.

Дзедолик І.В. Управління фазою оптичного вихору зовнішнім електричним полем у діелектричному резонаторі / І.В. Дзедолик, С.Н. Лапаєва, В.І. Вершицький, Л.С. Маркова // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 57-66.

Теоретично і експериментально показана можливість управління фазою оптичного вихора за допомогою варіювання напруженості зовнішнього електричного поля в діелектричному резонаторі Фабрі-Перо. У інтерферометрі Маха-Цендера, в об'єктному плечі якого було встановлено кристал фосфіду галію у формі прямокутної призми, отримана інтерференційна картина у вигляді спіралі, що обертається навколо своєї осі при зміні напруженості зовнішнього електричного поля. Число оборотів спіралі залежить від напруженості зовнішнього електричного поля. Розглянуте явище може бути використане для конструювання датчиків фізичних величин і оптичних елементів, що застосовуються в оптичних лініях передачі інформації.

Ключові слова: оптичний вихор, діелектричний резонатор, зовнішнє електричне поле.

Dzedolik I.V. Control of optical vortex phase by external electric field in the dielectric resonator / I.V. Dzedolik, S.N. Lapayeva, V.I. Vershitsky, L.S. Markova // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 57-66.

The possibility of an optical vortex phase control by the variation of external electric field in the dielectric Fabry-Perot resonator is shown theoretically and experimentally. In the Mach-Zehnder interferometer where the crystal gallium phosphide in the form of rectangular prism in the objective shoulder is placed, the interference pattern is obtained in the form of a spiral rotating around its own axis if the intensity of external electric field is changing. The number of turns of the spiral depends on the intensity of the external electric field. Considered phenomenon can be used for designing of the physical quantity data sensors and the optical devices applied in the optical transmission lines.

Keywords: optical vortex, dielectric resonator, external electric field.

Поступила в редакцію 04.11.2009 г.

УДК 535.1

ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРИ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ И ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ ФАЗА В НАВИТЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Алексеев К.Н., Лапин Б.П., Яворский М.А.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: alexeyev@cssu.crimea.ua*

Получено аналитическое решение векторного волнового уравнения для навитого анизотропного эллиптического волокна (АЭНВ) методом теории возмущений с вырождением. Показано, что для азимутальных чисел $l > 1$ в случае сильной анизотропии моды представляют собой линейно поляризованные оптические вихри с топологическим зарядом l . Получены аналитические выражения для постоянных распространения мод и определена величина топологической фазы линейно поляризованного оптического вихря.

Ключевые слова: навитые оптические волокна, оптический вихрь, топологическая фаза.

ВВЕДЕНИЕ

Навитые волокна представляют собой отдельный класс волокон. Это обусловлено тем, что поправки к постоянным распространения, обусловленные геометрическими факторами, не зависят от внешних условий, например, от температуры. Было показано, что фундаментальные моды идеального навитого волокна представлены циркулярно поляризованными полями [1,2]. Влияние возмущения на модовую структуру было изучено в работах [3,4,5]. Было показано, что $l = 0$ моды анизотропных и эллиптических волокон представлены эллиптически поляризованными полями. Для случая мод с $l = 1$ были исследованы идеальные [6,7], анизотропные и эллиптические [8,9] навитые волокна. В реальных волокнах в той или иной степени могут присутствовать оба типа анизотропии (материала и формы), поэтому представляется актуальным исследовать совместное влияние навивки и указанных типов анизотропий на распространение оптических вихрей высших порядков и топологическую фазу.

1. МОДЕЛЬ АЭНВ

Рассмотрим навитое волокно, в поперечном сечении которого наведена одноосная материальная анизотропия, а форма поперечного сечения имеет вид эллипса (Рис.1).

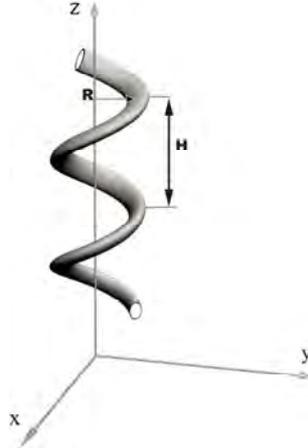


Рис. 1. Модель навитого волокна. R - радиус навивки, H - шаг навивки. (X, Y, Z) – лабораторный базис.

Для того чтобы ввести одноосную материальную анизотропию в поперечном сечении, необходимо представить показатель преломления в виде тензора [8]. В базисе Френе (Рис.2) он будет иметь вид:

$$\kappa_{co,t}^2 = \begin{pmatrix} n_e^2 & 0 \\ 0 & n_o^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где n_e, n_o являются главными значениями тензора показателя преломления. Так как тензор $\kappa_{co,t}^2$ построен в локальном базисе Френе $(\vec{e}_\nu, \vec{e}_\beta)$, то оси анизотропии будут направлены вдоль этих векторов. В локальном базисе (r, φ, s) показатель преломления приобретает азимутальную зависимость:

$$\kappa_{co,t}^2(\varphi) = \bar{n}^2 \mathbf{F} + \Delta n^2 \begin{pmatrix} \cos 2\varphi & -\sin 2\varphi \\ -\sin 2\varphi & -\cos 2\varphi \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\bar{n}^2 = (n_e^2 + n_o^2) / 2$, $\Delta n^2 = (n_e^2 - n_o^2) / 2 \ll 1$.

Эллиптичность поперечного сечения волокна вводится с помощью замены координат в показателе преломления в левой части уравнения:

$$n(x, y) \rightarrow n(x(1 + \delta), y(1 - \delta)), \quad (3)$$

где $\delta \ll 1$ и связано с эксцентриситетом эллипса e следующим образом:

$$e = \frac{2\sqrt{\delta}}{1 + \delta}. \quad (4)$$

В конечном итоге можно записать показатель преломления в следующем виде:

$$\kappa^2 = \bar{n}^2 \mathbf{F} + \Delta n^2 \begin{pmatrix} \cos 2\varphi & -\sin 2\varphi \\ -\sin 2\varphi & -\cos 2\varphi \end{pmatrix} - 2n_{co}^2 \Delta \delta \frac{\partial \tilde{f}}{\partial r} \cos 2\varphi, \quad (5)$$

В данной работе не учитываются радиационные потери [10] и эффекты, связанные с фотоупругостью [8].

2. МОДЫ С $l > 1$ АЭНВ

Как известно, распространение монохроматического излучения в волокне описывается с помощью векторного волнового уравнения [11]:

$$\left(\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2(x, y)\right) \mathbf{E}(x, y, z) = -\vec{\nabla} \left(\mathbf{E}(x, y, z) \cdot \vec{\nabla} \ln n^2(x, y) \right), \quad (6)$$

где $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, λ - длина волны в вакууме.

Показатель преломления обычно записывается в следующем виде $\tilde{n}^2 = n_{co}^2 (1 - 2\Delta \tilde{f}(r))$, где $\Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2$ - высота профиля показателя преломления, $\tilde{f}(r)$ - функция профиля, определяющая распределение показателя преломления, тильда обозначает осевую симметрию. В данной работе рассматриваются волокна, для которых $\Delta \ll 1$.

Одним из способов решения уравнения (1) является использование локальных координат (r, φ, s) (Рис.2) [2], где r и φ - полярные координаты в поперечном сечении, s - длина центральной линии волокна.

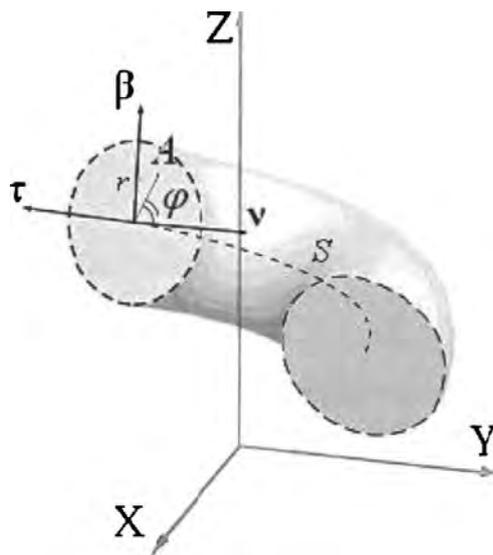


Рис. 2. Локальные геликоидальные координаты (r, φ, s) в базисе Френе $\vec{\tau}, \vec{v}, \vec{\beta}$, где \vec{v} - единичный вектор главной нормали, $\vec{\beta}$ - единичный вектор бинормали, $\vec{\tau}$ - единичный касательный вектор.

Запишем уравнение (1) в локальных координатах и получаем его вид в матричной форме:

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{\mathcal{E}}\right)|\Phi\rangle_h = \beta^2 |\Phi\rangle_h, \quad (7)$$

$$\hat{H}_0 = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{r^2} + k^2 \tilde{n}^2(r) \right) \mathcal{E}_0 + \frac{2i}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \mathcal{E}_2, \quad (8)$$

$$\hat{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_{ea} - 2i\beta r v \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \psi'_r \mathcal{E}_0 + \frac{\psi'_r}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \mathcal{E}_1 - \frac{i\psi'_r}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \mathcal{E}_2 + \frac{\partial}{\partial r} \psi'_r \mathcal{E}_3 \right\}, \quad (9)$$

$$\mathcal{E}_{ea} = k^2 \Delta n^2 (\mathcal{E}_3 \cos 2\varphi - \mathcal{E}_1 \sin 2\varphi) - 2k^2 n_{co}^2 \delta \Delta r \tilde{f}'_r \cos 2\varphi, \quad (10)$$

$$v = \frac{2\pi H}{H^2 + (2\pi R)^2}, \quad (11)$$

где β - точная постоянная распространения, $|\Phi\rangle_h = \begin{pmatrix} e_r(r, \varphi) \\ e_\varphi(r, \varphi) \end{pmatrix}$, \mathcal{E}_i - матрицы Паули,

v - кручение, $\psi = \ln \tilde{n}^2$. \hat{H}_0 описывает распространение монохроматического света в идеальном прямом волокне в цилиндрическом базисе, оператор $\hat{\mathcal{E}}$ можно рассматривать в качестве возмущения к основному состоянию $(\Delta, \Delta n^2, \delta \square 1$, влияние навивки мало), в котором \mathcal{E}_{ea} описывает влияние анизотропии и эллиптичности, слагаемое, пропорциональное v , дает основной вклад, вносимый влиянием навивки, оставшиеся слагаемые отвечают за спин-орбитальное взаимодействие (СОВ).

С математической точки зрения уравнение (7) представляет собой уравнение на собственные функции и собственные значения оператора $\hat{H}_0 + \hat{\mathcal{E}}$. Решить это уравнение можно с помощью теории возмущений. Так как спектр \hat{H}_0 четырехкратно вырожден, когда $l \neq 0$, то необходимо применить теорию возмущений с вырождением. При $l \geq 1$ в качестве решений нулевого приближения уравнения $\hat{H}_0 |\Phi\rangle_h = \tilde{\beta}_l^2 |\Phi\rangle_h$ можно выбрать оптические вихри[9]:

$$\begin{aligned} |1\rangle_{0h} &= e^{i(l+1)} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} F_l(r), \quad |2\rangle_{0h} = e^{i(1-l)} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} F_l(r), \\ |3\rangle_{0h} &= e^{-i(l+1)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} F_l(r), \quad |4\rangle_{0h} = e^{i(l-1)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} F_l(r), \end{aligned} \quad (12)$$

где $F_l(r)$ - функция Бесселя для волокон со ступенчатым показателем преломления. Структура мод получается из стандартного уравнения:

$$V|i\rangle = \Delta \beta_i^2 |i\rangle, \quad (13)$$

где $\Delta\beta_i^2 = \beta_i^2 - \tilde{\beta}^2$. Матричные элементы V могут быть найдены с помощью формулы $V_{ij} = {}_{h0}\langle i | \mathcal{E} | j \rangle_{h0}$. Скалярное произведение определяется формулой:

$$\langle \Phi | \Psi \rangle = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} \Phi_r^* & \Phi_\varphi^* \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_r \\ \Psi_\varphi \end{pmatrix} r dr d\varphi, \quad (14)$$

В результате усреднения для $l > 1$ получим:

$$V = \begin{pmatrix} A_l + 2\beta\nu(l+1) & 0 & 0 & E \\ 0 & B_l + 2\beta\nu(1-l) & E & 0 \\ 0 & E & A_l - 2\beta\nu(l+1) & 0 \\ E & 0 & 0 & B_l - 2\beta\nu(1-l) \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где $E = k^2 \Delta n^2$, $A_l = \frac{\Delta}{Q_l r_0^2} (l F_l^2 - F_l F_l')$, $B_l = \frac{\Delta}{Q_l r_0^2} (F_l F_l' + l F_l^2)$, $R=1$,

$Q_l = \int_0^\infty R F_l^2(R) dR$ и $R = r/r_0$, β - точная постоянная распространения. Нужно

отметить, что эллиптичность не влияет на распространение высших мод, потому что член, отвечающий за эллиптичность, дает нулевой вклад в матрицу (15). Рассмотрим наиболее практически важный случай, когда элемент E в матрице (15) много больше чем остальные элементы: $E \gg 2(l \pm 1)\beta\nu$, A_l , B_l , поэтому целесообразно разбить получение модовой структуры на два этапа: на первом найти моды и поправки к постоянным распространения для анизотропного волокна, которое описывается следующей матрицей:

$$\bar{V} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & E \\ 0 & 0 & E & 0 \\ 0 & E & 0 & 0 \\ E & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

Значения $\Delta\bar{\beta}_i^2$ для (16) имеют следующий вид:

$$\Delta\bar{\beta}_{1,2}^2 = E, \quad \Delta\bar{\beta}_{3,4}^2 = -E. \quad (17)$$

Вектора состояния имеют вид:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= (1 \ 0 \ 0 \ 1)^T, \quad |2\rangle = (0 \ 1 \ 1 \ 0)^T, \\ |3\rangle &= (-1 \ 0 \ 0 \ 1)^T, \quad |4\rangle = (0 \ -1 \ 1 \ 0)^T \end{aligned} \quad (18)$$

Векторы $|1\rangle$ и $|2\rangle$ относятся к собственному значению E , а $|3\rangle$ и $|4\rangle$ относятся к $-E$. На втором этапе усредним матрицу, отвечающую за влияние навивки и спин-орбитального взаимодействия по состояниям (18). В результате усреднения получим одинаковый результат для подпространств $\{|1\rangle, |2\rangle\}$ и $\{|3\rangle, |4\rangle\}$:

$$\bar{V} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A+B+4\beta vl & 0 \\ 0 & A+B-4\beta vl \end{pmatrix}, \quad (19)$$

Собственные значения оператора \bar{V} :

$$\lambda_{1,3} = \frac{A+B+4\beta vl}{2}, \quad \lambda_{2,4} = \frac{A+B-4\beta vl}{2}, \quad (20)$$

Исходя из (19) и (20) находим моды анизотропного эллиптического навитого волокна с учетом СОВ и навивки:

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle &= e^{il\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} F_l(R), \quad |\psi_2\rangle = e^{-il\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} F_l(R), \\ |\psi_3\rangle &= e^{il\varphi} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} F_l(R), \quad |\psi_4\rangle = e^{-il\varphi} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} F_l(R), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\beta_{1,2} = \tilde{\beta} \pm vl + \frac{1}{2\tilde{\beta}} \left(v^2 l^2 + E + \frac{A_l + B_l}{2} \right), \quad \beta_{3,4} = \tilde{\beta} \pm vl + \frac{1}{2\tilde{\beta}} \left(v^2 l^2 - E + \frac{A_l + B_l}{2} \right), \quad (22)$$

Нужно отметить, что моды (21) записаны в базисе Френе и представляют собой линейно поляризованные оптические вихри с топологическим зарядом $\pm l$. Так как эллиптичность не влияет на распространение высших мод можно сказать, что фактически мы решили задачу для анизотропного навитого волокна (АНВ) для $l > 1$. Сравним результаты (21) и (22) со случаем $l=1$ мод АНВ. Моды $l=1$ АНВ в общем случае представлены линейно поляризованными анизотропными оптическими вихрями, угловое распределение которых определяется соотношением констант навивки и СОВ. В нашем случае моды представлены чистыми линейно поляризованными вихрями, при этом константа, описывающая влияние навивки, не гибридизуется с константами спин-орбитального взаимодействия в спектре постоянных распространения (22).

3. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Распространение света в навитом волокне сопровождается эффектами, которые не зависят от динамических факторов, таких как материал, структура волокна и т.д. В данном разделе мы продемонстрируем, что линейно поляризованный вихрь $|LV\rangle = |1\rangle_{0h} + |4\rangle_{0h}$ приобретает дополнительную геометрическую фазу при прохождении через волокно. Действительно, $|LV\rangle$ совпадает с $|\psi_1\rangle$, поэтому после прохождения одного витка ($\Delta s = 2\pi / K$, $K = 2\pi / \sqrt{H^2 + (2\pi R)^2}$), фаза вихря приобретает добавку $\gamma = 2\pi v = 2\pi \cos\theta$, где θ есть угол между осью z и волновым вектором \vec{k} . Отнимая ненаблюдаемую фазу -2π , получим:

$$\gamma = -2\pi(1 - \cos\theta) \text{sign}l = -\Omega \text{sign}l, \quad (23)$$

где Ω - телесный угол, охватываемый волновым вектором при прохождении через один виток волокна. Нужно отметить, что в случае $l=1$ топологическая фаза начинает проявляться лишь в том случае, когда влияние навивки много больше СОВ. В данном же случае топологическая фаза будет проявляться всегда, независимо от соотношения констант, описывающих влияние навивки и СОВ.

ВЫВОДЫ

В данной работе была установлена модовая структура анизотропного эллиптического навитого волокна для случая высших мод. Модовая структура представлена линейно поляризованными оптическими вихрями. Аналитически определены поправки к постоянным распространения мод. Подсчитана величина топологической фазы $|LV\rangle$ после прохождения одного витка волокна.

Список литературы

1. Berry M.V. Interpreting the anholonomy of coiled light / M.V. Berry // Nature. – 1987. – V. 326. – P. 277-8.
2. Chen G. Local fields in single-mode helical fibres / G. Chen, Q. Wang // Opt. Quantum Electron. – 1995. – V. 27. – P. 1069-74.
3. Ross J.N. The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibres due to geometric effects / J.N. Ross // Opt. Quantum Electron. – 1984. – V. 16. – P. 455.
4. Alexeyev C.N. and Yavorsky M.A. Hybridization of the topological and dynamical phase in coiled optical fibres / C.N. Alexeyev and M.A. Yavorsky // J. Opt. A.: Pure and Appl. Opt. – 2007. – V. 8. – P. 647-651.
5. Chen G. Mode coupling in single-mode helical fibres under perturbation / G. Chen, Q. Wang // Opt. Quantum Electron. – 1998. – V. 30. – P. 209-216.
6. Alexeyev C.N. Berry's phase for optical vortices in coiled optical fibers / C.N. Alexeyev and M.A. Yavorsky // J. Opt. A.: Pure and Appl. Opt. – 2007. – V. 9. – P. 6-14.
7. Alexeyev C.N. Propagation of optical vortices in coiled weakly guiding optical fibres / C.N. Alexeyev and M.A. Yavorsky // Opt. Spektrosk. – 2007. – V. 102 – P. 754-759.
8. Alexeyev C.N. Optical vortices and topological phase in strongly anisotropic coiled few-mode optical fibers / C.N. Alexeyev, B.A. Lapin, M.A. Yavorsky // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – V. 24, № 10. – P. 2666-2675.
9. Alexeyev C.N. Higher order modes and topological phase in the coiled elliptical weakly guiding optical fibers / C.N. Alexeyev, B.P. Lapin and M.A. Yavorsky // Ukr. J. Phys. Opt. – 2007. – V. 9, № 1. – P. 34-50.
10. Soh D.B.S. Geometrical factor modification of helical-core fiber radiation loss formula / D.B.S. Soh, J. Nilsson, J.K. Sahu, L.J. Cooper // Opt. Com. – 2003. – V. 222. – P. 235-42.
11. Snyder A.W. Optical Waveguide Theory / A.W. Snyder, J.D. Love. – London, New York : Chapman and Hall, 1985. – P. 652.

Алексеев К.М. Оптичні вихорі вищого порядку та топологічна фаза у навитих анізотропних еліптичних волокнах / К.М. Алексеев, Б.П. Лапін, М.О. Яворський // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 67-74.

Винайдено аналітичне рішення векторного хвильового рівняння для навитого анізотропного еліптичного волокна методом теорії збурень з виродженням. Винайдено, що для азимутальних чисел $l > 1$ у випадку сильної анізотропії мода структура волокна представлена лінійно поляризованими оптичними вихорами. Отримані аналітичні вирази для постійних розповсюдження мод та підрахована величина топологічної фази лінійно поляризованого оптичного.

Ключові слова: навиті оптичні волокна, оптичний вихор, топологічна фаза.

Alexeyev C.N. The higher order optical vortices and topological phase in coiled anisotropic elliptic fibers / Alexeyev C.N., Lapin B.P., Yavorsky M.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 67-74.

An analytical solution has been obtained for vectorial wave equation for coiled anisotropic elliptic fibers by using the perturbation theory with degeneracy. It has been showed that for the azimuthal numbers $l > 1$ in the case of strong anisotropy the mode's structure is presented by linear polarized optical vortices. The propagation constants are calculated and the topological phase is computed for linear polarized optical vortex.

Key words: coiled optical fiber, optical vortex, topological phase.

Поступила в редакцію 16.12.2009 г.

УДК 681.7.068

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СЕРДЦЕВИН ВОЛОКОН В УСЛОВИЯХ СЛАБОГО И СИЛЬНОГО СПЛАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО РАЗВЕТВИТЕЛЯ

Басиладзе Г.Д., Бержанский В.Н., Долгов А.И., Милюкова Е.Т.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: domain@crimea.edu*

Экспериментально исследованы биконические сужения одномодовых волоконно-оптических разветвителей, сплавленных при различных технологических режимах из пары волокон с разной концентрацией GeO_2 в сердцевинах. Установлено, что обусловленное различием концентраций германия асимметричное изменение размеров сердцевин вдоль сужений волокон зависит от технологического режима сплавления разветвителя.

Ключевые слова: сплавной биконически суженный разветвитель, сердцевина в сечении разветвителя.

ВВЕДЕНИЕ

Спектральные характеристики одномодовых сплавных волоконно-оптических разветвителей существенным образом зависят от параметров волокон в сплавленном биконическом сужении. Степень асимметрии волокон регулируется изменением структуры стекла [1], показателя преломления [2], формы поперечного сечения [3]. Асимметрия вызывает фазовое рассогласование мод в биконическом сужении, которое приводит к снижению эффективности волноводной связи и сглаживанию спектральной зависимости коэффициента деления между каналами разветвителя [4]. С целью изготовления спектрально независимого разветвителя нами был выбран такой способ сплавления одномодовых оптических волокон, при котором возникающая асимметрия сердцевин в биконическом сужении достигается за счет некоторой разницы концентраций легирующего элемента (Ge). Как показано в [5] при таком способе важную роль в изменении эффективности волноводной связи между волокнами играет режим их сплавления. Целью настоящей работы являлось изучение динамики изменения асимметрии волокон при вариации режимов сплавления и ее влияния на волноводную связь между волокнами разветвителя.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для сплавления разветвителей, как и в работе [5], использовались стандартные одномодовые кварцевые волокна SMF 28e производства компании Corning и MCSM DLPC9 – компании Draka Comteq. Сердцевин (диаметры сердцевин практически одинаковы ≈ 9 мкм) легированы GeO_2 . Оцененная с помощью рентгеновского энергодисперсионного спектроанализатора ЭДС-1 (приставка к электронному микроскопу РЭМ-106) разница содержания Ge в сердцевинах составила величину около 1%. Следует отметить, что в сравнение с другими, опробованными в

экспериментах парами волокон, в паре волокон SMF 28e и MCSM наиболее четко обнаруживался эффект асимметричного расширения сердцевин.

Два отрезка таких волокон с очищенными на длине ≈ 50 мм от буферной оболочки участками скручивались друг с другом и затем сплавлялись в электрической дуге при осевом растяжении области их сплавления. Длина разогреваемого участка волокон составляла около 8 мм. В процессе сплавления, производился мониторинг оптических сигналов с длинами волн 1310 и 1550 нм, поступающих с волоконных выводов разветвителя на фотоприемники компьютеризированной измерительной системы. По графикам зависимостей интенсивности световых сигналов от времени растяжения (при выбранной для эксперимента постоянной скорости растяжения), которые отображались в реальном времени на мониторе компьютера, определялась эффективность волноводной связи между сужающимися по мере растяжения волокнами разветвителя.

Изготавливались 4 образца разветвителя. Для каждого из образцов применялся свой режим сплавления, определяемый одной из двух температур T_n и T_v и одной из двух скоростей растяжения V_n и V_v . T_n и T_v – температуры обеспечивающие соответственно режим слабого и сильного сплавления волокон разветвителя, V_n и V_v отличаются примерно в 3 раза и соответствуют минимальной и максимальной скорости растяжения. Время растяжения образцов при сплавлении составляло около 160 с при V_n и около 600 с при V_v . Длина биконического сужения после сплавления для всех образцов составляла около 20 мм.

Поперечные срезы 4-х образцов биконических структур, изготовленных при 4-х различных технологических режимах сплавления, исследовались с помощью электронного микроскопа РЭМ-106. Эти срезы выполнялись пошагово через (1-2) мм вдоль сужений. В процессе исследования каждого среза определялись приведенные радиусы сердцевин и оболочек волокон. Полученные данные использовались для построения зависимостей, показывающих изменение этих параметров вдоль полученных сужений в зависимости от технологического режима изготовления разветвителя.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены зависимости перекачки оптической энергии между волокнами, полученные при сплавлении каждого из четырех образцов. По оси абсцисс отложено время t процесса сплавления волокон образца при их осевом растяжении, по оси ординат – относительные интенсивности I световых потоков на выходе разветвителя.

Из сравнения зависимостей, полученных при разных скоростях растяжения, видно, что для обеих температур сплавления с уменьшением скорости растяжения снижается эффективность волноводной связи между волокнами. В то же время по аналогичным рисункам из работы [5] мы видим, что существуют промежуточные режимы сплавления, при которых эффективность волноводной связи может достигать почти стопроцентного уровня. Другими словами – возможны условия, при которых достижимы любые заданные коэффициенты деления разветвителя.

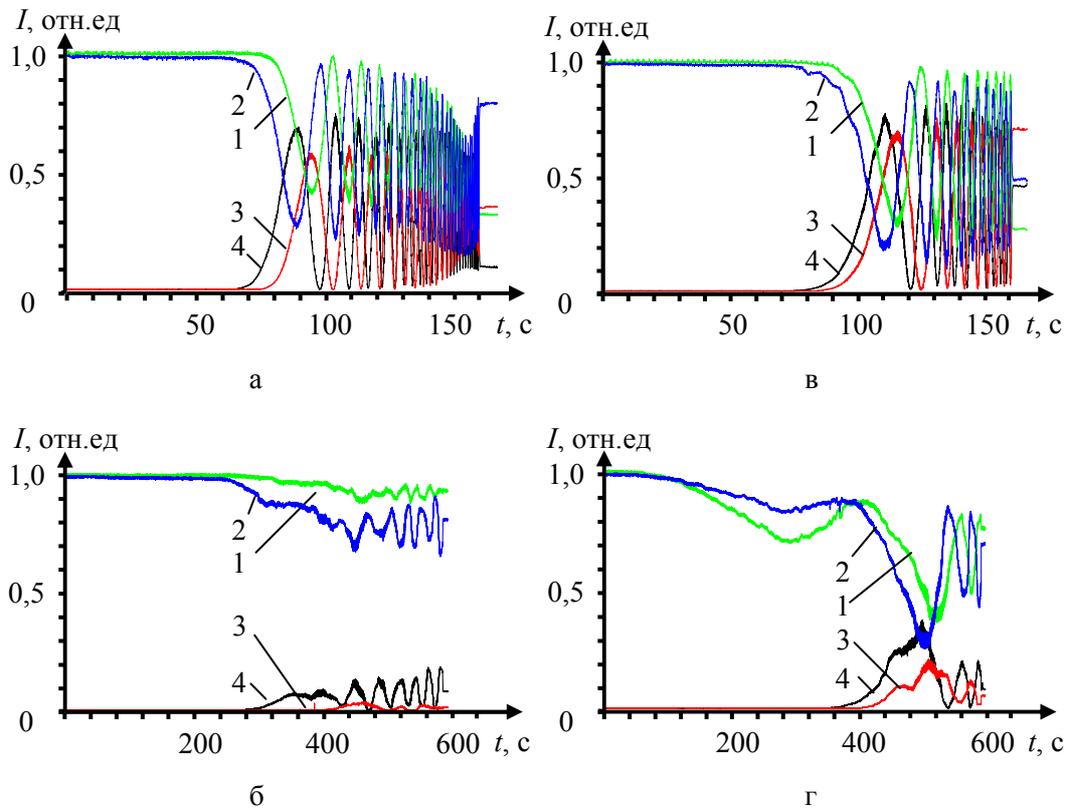


Рис. 1. Динамика перекачки световой энергии в разветвителях при сплавлении с режимами: а - T_B, V_B ; б - T_B, V_H ; в - T_H, V_B ; г - T_H, V_H (1 и 2 – кривые изменения интенсивности света на выходе основного канала, соответственно, на $\lambda = 1310$ и 1550 нм, а 3 и 4 – на выходе канала ответвления, соответственно, на $\lambda = 1310$ и 1550 нм).

На рис. 2 приведены зависимости, иллюстрирующие изменения приведенного радиуса R_B волокна вдоль биконического сужения для образцов, полученных при указанных четырех режимах. По оси абсцисс отложено положение среза относительно центра биконического сужения при различных режимах. Вертикальная пунктирная линия обозначает границу высокотемпературного теплового поля, в зоне действия которого волокна находятся в размягченном состоянии и с растяжением меняют свои размерные параметры. Зависимости позволяют оценить изменение размерных параметров волокон в процессе их сужения при использованных режимах сплавления разветвителей. Эти данные, в частности, использованы при построении зависимостей, приведенных на рис. 3.

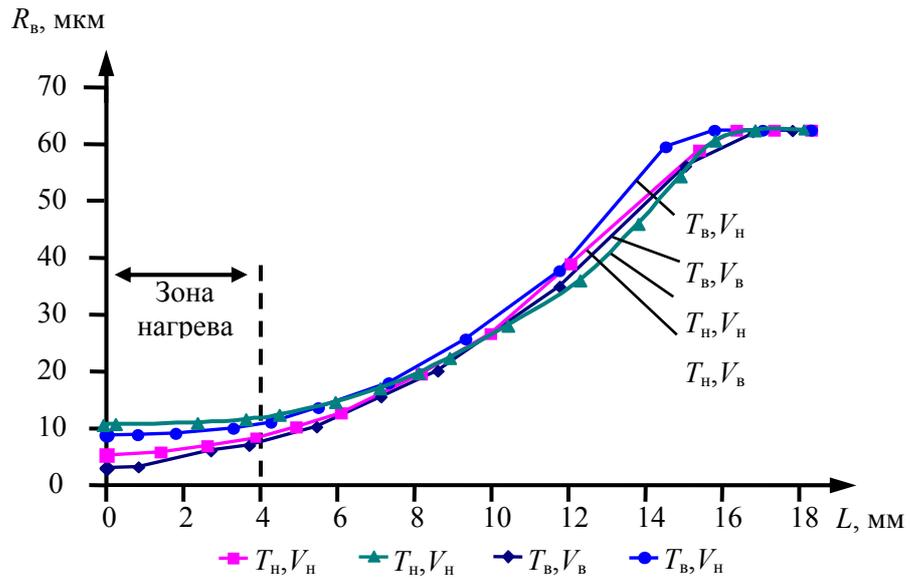


Рис. 2. Изменение приведенных радиусов волокон R_B вдоль длины L биконического сужения при разных режимах сплавления.

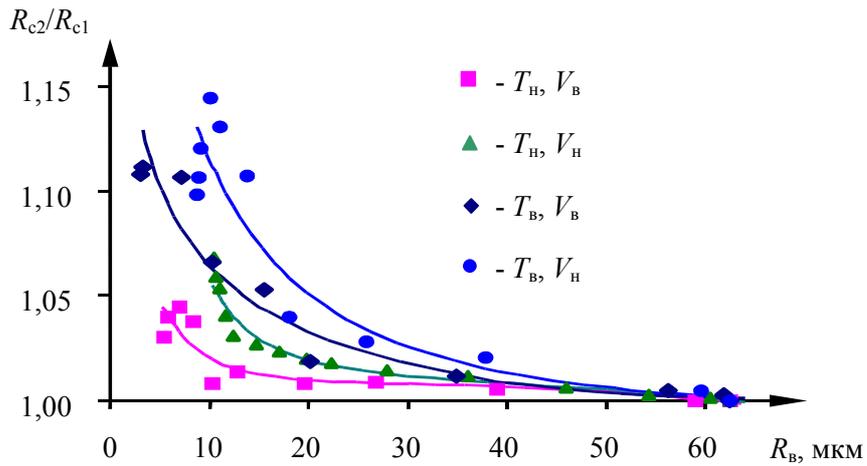


Рис. 3. Изменение соотношения приведенных радиусов сердцевин R_{c1} и R_{c2} волокон SMF 28e и MCSM, соответственно, в зависимости от приведенного радиуса волокна R_B в сечении биконического сужения.

Зависимости на рис. 3 показывают ход возрастания асимметрии сердцевин волокон от приведенного радиуса волокон R_B при различных режимах процесса сплавления. R_{c1} и R_{c2} – приведенные радиусы сердцевин волокон, соответственно, с

меньшим и большим содержанием Ge. Видно, что асимметрия между сердцевинами существенно меняется с изменением режима сплавления. Причем в волокне MCSM с большим содержанием германия во всех случаях происходит более быстрое проникновение материала из сердцевины в оболочку. Такому проникновению способствуют, как увеличение температуры, так и уменьшение скорости растяжения. Вместе с тем видно, что чем выше температура сплавления и ниже скорость растяжения, тем при больших поперечных размерах волокон в сужении начинает появляться асимметрия. Она также нарастает ускоренно по мере утончения волокон.

Анализ рис. 1 и рис. 3 позволяет сделать вывод, что природа изменения эффективности волноводной связи между волокнами в зависимости от режима сплавления разветвителя напрямую связана с меняющейся при этом динамикой нарастания асимметрии между сердцевинами волокон, которая определяется режимом сплавления разветвителя. Из рис. 3. видно, что выбором режимов сплавления, потенциально, можно обеспечить любую разницу соотношений диаметров сердцевины в диапазоне от 0 до 26 % и тем самым изменять эффективность волноводной связи между волокнами разветвителя от 0 до 100 %.

ВЫВОДЫ

Таким образом, экспериментально показано, что как в условиях сильного, так и в условиях слабого сплавления разветвителя из волокон отличающихся концентрацией германия в сердцевинах его асимметрия может меняться в достаточно широких пределах в зависимости от скорости растяжения волокон при сплавлении. Результаты экспериментов показывают также, что изменение эффективности волноводной связи между волокнами с изменением условий сплавления разветвителя обусловлено изменением при этом степени достигаемой асимметрии между сердцевинами волокон.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины (НИР № 252/06).

Список литературы

1. Katsumi Morishita. Fused fiber couplers made wavelength insensitive by the glass structure change / Katsumi Morishita, Nobuyuki Ohta // *J. Lightw. Technol.* – 2008. – V. 26, No. 13. – P. 1915–1920.
2. Pan C.-L. Wavelength-flattened fibre couplers produced by UV-trimming of fused hybrid fibres / C.-L. Pan, C.-Yu. Cheng, W. Jang // *Electron. Lett.* – 2004. – V. 40, No. 15. – P. 929-931.
3. Healy N. Asymmetric robust evanescent coupler on singlemode fibre / N. Healy, D.F. Murphy, C.D. Hussey // *Electron. Lett.* – 2005. – V. 41, No. 19. – P. 1047-1048.
4. Mortimore D.B. Wavelength-flattened fused couplers // *Electron. Lett.* – 1985. – V. 21, No. 17. – P. 742-743.
5. Басиладзе Г.Д. Анализ сердцевины в центре биконического сужения одномодового волоконно-оптического разветвителя / Г.Д. Басиладзе, В.Н. Бержанский, А.И. Долгов, Е.Т. Милукова // *Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Серия «Физика».* – 2008. – Т. 21 (60), № 1. – С. 172–176.

Басиладзе Г.Д. Перетворення сердцевин волокон в умовах слабого і сильного сплавлення оптичного розгалужувача / Г.Д. Басиладзе, В.Н. Бержанський, О.І. Долгов, О.Т. Мілюкова // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 75-80.

Експериментально досліджено біконічні звуження одномодових волоконно-оптичних розгалужувачів, сплавлених при різних технологічних режимах з пари волокон з різною концентрацією GeO_2 в сердцевинах. Установлено, що обумовлена різницею концентрацій германія асиметрична зміна розмірів сердцевин уздовж звужень волокон залежить від технологічного режиму сплавлення розгалужувача.

Ключові слова: сплавний біконічно звужений розгалужувач, сердцевина в перерізі розгалужувача.

Basiladze G.D. Transformation of the fiber cores under conditions of weak and strong fusing of optical coupler / G.D. Basiladze, V.N. Berzhansky, A.I. Dolgov, E.T. Milyukova // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 75-80.

Biconical tapers of single-mode-fiber couplers made by the fused biconical-taper method under different technological conditions out of two fibers with different concentration GeO_2 in cores were experimentally investigated. It was determined that due to the different concentration of germanium asymmetrical change of dimensions of cores along fiber tapers depends on technological condition of coupler fusing.

Keywords: fused biconical taper coupler, a core in section of a splitter.

Поступила в редакцію 02.04.2010 г.

УДК 537.634.2

ВЗРЫВНАЯ ДИНАМИКА ТРЕХФОНОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В МАГНИТОУПРУГОЙ СИСТЕМЕ FeVO_3

Евстафьев А.И.^{1,2}, Преображенский В.Л.^{2,3}, Перно Ф.², Бержанский В.Н.¹

Joint European Laboratory LEMAC:

¹*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина*

²*IEMN-DOAE-UMR CNRS 8520, Ecole Centrale de Lille, 59651 Villeneuve d'Ascq, France*

³*Научный центр волновых исследований (НЦВИ ИОФ РАН), Москва, Россия*

*E-mail: alexander.yves@gmail.com, ladimir.preobrajenski@iemn.univ-lille1.fr,
philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr, berj@pop.cris.net*

Представлена теоретическая модель запороговой динамики колебаний в магнитоупругих средах, учитывающая сильную магнитоупругую нелинейность вне пределов ангармонического приближения. С помощью оригинальной экспериментальной методики исследована запороговая динамика кристалла FeVO_3 , обнаружен запороговый эффект взрывной трехбозонной неустойчивости. Обнаруженный эффект описан при помощи представленной теоретической модели.

Ключевые слова: магнитоупругие волны, запороговая взрывная динамика, трехбозонное связывание.

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные антиферромагнетики с анизотропией типа «легкая плоскость» (АФЛП) широко используются для изучения линейных, нелинейных и параметрических магнитоупругих эффектов в конденсированных средах [1,2]. Акустические возбуждения в кристаллах АФЛП существуют в виде гибридных магнитоупругих волн, называемых квази-фононами. Гигантская акустическая нелинейность АФЛП способствует мульти-бозонному связыванию квази-фононов. Недавно трехбозонные связанные возбуждения были предсказаны и обнаружены [3,4] в магнитоупругой системе АФЛП $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в поле однородной РЧ-накачки. В сравнении с трехбозонными связанными состояниями [5], неравновесные трехквазифононные возбуждения имеют некоторые специфические динамические характеристики, такие как взрывная нестабильность и пространственная локализация квазифононных триад. С другой стороны, в отличие от параметрической генерации квазифононных пар, порог трехбозонной нестабильности зависит не только от интенсивности поля накачки, но также от начального числа бозонов. Проявление взрывной надкритичной динамики в реальных АФЛП кристаллах ослабляется нелинейными эффектами более высоких порядков. Прежде всего, это нелинейный сдвиг фазы или частоты магнитоупругих волн [1,6]. Запороговая динамика квазифононных триад в АФЛП при частотно-модулированной накачке была теоретически рассмотрена и экспериментально изучена на образце монокристалла FeVO_3 . В ходе проведенных в данной работе исследований была использована частотная модуляция электромагнитной накачки, разработанная ранее при исследованиях на кристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [7,8], что позволило

компенсировать нелинейный сдвиг частоты магнитоупругих мод, участвующих в трехбозонном связывании.

1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ТРЕХ-КВАЗИФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

Для описания нелинейной динамики гибридных магнитоупругих возбуждений, свободная энергия АФЛП кристалла с D_6^{3d} симметрией может быть выражена как суперпозиция магнитной F_m , упругой F_e и магнитоупругой F_{me} компонент:

$$F_m = -\frac{M_0}{2H_E}(H_D + H \cos \varphi + h_{\perp} \sin \varphi)^2 \quad (1)$$

$$F_e = \frac{1}{2} C^{(2)} u^2 \quad (2)$$

$$F_{me} = (B_1 u) \cos 2\varphi + (B_2 u) \sin 2\varphi, \quad (3)$$

где φ - динамический угол между ферромагнитным моментом и внешним магнитным полем H в базисной плоскости, H_E и H_D - обменное поле и поле Дзялошинского, соответственно, $h_{\perp}(t)$ - переменное магнитное поле накачки, прилагаемое также в базисной плоскости, перпендикулярно H . M_0 - намагниченность подрешетки, u - матрица упругих деформаций, $B_{1,2}$ - матрицы магнитоупругих констант. $C^{(2)}$ - тензор модулей упругости второго порядка. Для колебаний на частотах, гораздо ниже резонансной частоты квазиферромагнитной моды $\omega \ll \omega_{f0} = \gamma \sqrt{H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}}$, где H_{ms} - эффективное поле магнитоупругой анизотропии, магнитная переменная $\varphi = \varphi(u, h_{\perp}(t))$ может быть найдена как решение квазистатического уравнения:

$$\partial(F_m + F_{me}) / \partial \varphi = 0 \quad (4)$$

Представим упругие деформации как суперпозицию квазифононных мод: $u(\mathbf{r}, t) = \sum A_n(t) u_n(\mathbf{r})$. При этом потенциальная энергия колебаний может быть выражена в виде суммы потенциальных энергий мод:

$$F = \sum_n \left(\frac{1}{2} M_n \omega_{n0}^2 A_n^2 + A_n \int d\mathbf{r} (B_2 u_n) \sin 2\varphi \right), \quad (5)$$

где $M_n = \int d\mathbf{r} \rho u_n^2$ и $u_n(\mathbf{r})$ - эффективная масса и вектор смещения моды, ρ - плотность кристалла, ω_{n0} - резонансная частота чистой упругой моды в отсутствие магнитоупругого взаимодействия.

Уравнение движения для амплитуды $A_n(t)$ подобно уравнению осциллятора:

$$M_n(\ddot{A}_n + 2\delta_n\dot{A}_n) = -\partial F / \partial A_n \quad (4)$$

где δ_n – коэффициент затухания. Уравнение (4) может быть представлено в виде:

$$HH_D \sin \varphi + \left(\frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} - HH_D \right) \sin 2\varphi - h_{\perp}(t)H_D \cos \varphi + \frac{H_E}{M_0} \sum_n A_n(2B_2u_n) \cos 2\varphi = 0 \quad (7)$$

Принимая во внимание большие ожидаемые амплитуды магнитоупругих колебаний, точное уравнение (7) будет использовано далее без ангармонического разложения по переменной φ .

Для определения масштабов амплитуд деформации $A_n(t) = \varepsilon_n a_n(t)$ их удобно нормировать на значение ε_n порядка спонтанной магнитострикции:

$$\varepsilon_n = \int d\mathbf{r}(B_2u_n) / \int d\mathbf{r}(C^{(2)}u_n^2)$$

Для приведения интегрально-дифференциального уравнения (6) к обыкновенному дифференциальному уравнению в нашей модели мы заменяем реальную пространственную структуру моды на ее среднее значение деформаций. В одномодовом представлении уравнение для нормированной амплитуды может быть найдено из (6) и (7) как:

$$\ddot{a}_n + 2\delta_n\dot{a}_n + \omega_{n0}^2(a_n + \sin 2\varphi) = 0 \quad (8)$$

Для численного интегрирования системы (7) и (8) удобно преобразовать нелинейное уравнение (7) в дифференциальное уравнение.

$$\dot{\varphi} = \left(HH_D \cos \varphi + \left(\frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} - HH_D \right) \cos 2\varphi - h_{\perp}(t)H_D \sin \varphi - \frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} \zeta_n^2 a_n \sin 2\varphi \right)^{-1} \times \left(-\frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} \zeta_n^2 \frac{1}{2} \dot{a}_n \cos 2\varphi + H_D \dot{h}_{\perp}(t) \cos \varphi \right) \quad (9)$$

Для реализации трех-квазифононного взаимодействия электромагнитная накачка должна быть приложена на утроенной резонансной частоте: $h_{\perp}(t) = h_p \cos(3\omega_n t + \psi(t))$. Здесь $\psi(t)$ фаза поля накачки, временная зависимость которой определяет вид частотной модуляции, ω_n – частота фундаментальной моды, модифицированная магнитоупругим взаимодействием:

$$\omega_n = \omega_{n0} \sqrt{1 - \zeta_n^2(H)}, \quad (10)$$

где $\zeta_n^2(H)$ коэффициент магнитоупругой связи, выражение для которого записывается в виде:

$$\zeta_n(H) = \left[\frac{H_E \left(\frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \int d\bar{r} (2B_2 u_n)^2}{M_0 \left(\frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \int d\bar{r} (C^{(2)} u_n)^2} \right]^{1/2} \quad (11)$$

Можно показать, что в пренебрежении нелинейностями высших порядков, возможна генерация квазифононных триад, которая сопровождается взрывной неустойчивостью. В отличие от обычного параметрического возбуждения квазифононных пар порог возникновения трехквазифононной неустойчивости определяется не пороговым полем накачки, а пороговым значением произведения поля накачки h_p на начальную амплитуду фундаментальной моды a_{n0} :

$$h_p a_{n0} = \frac{16}{9} \frac{1}{Q_n H_D} \frac{1 - \zeta_n^2 \left(\frac{\omega_{f0}}{\gamma} \right)^2}{\zeta_n^4} \quad (12)$$

Здесь $Q_n = \omega_n / 2\delta_n$ - добротность фундаментальной моды. При превышении пороговых значений интенсивность трехквазифононных колебаний становится сингулярной на конечном интервале времени, в соответствии с уравнением:

$$I(t) = \left(\frac{a_{n0}}{\Gamma - (\Gamma - 1)e^{-\delta_n t}} \right)^2 \quad (13)$$

Здесь Γ – степень надкритичности, которая определяется выражением:

$$\Gamma = \frac{9}{16} Q_n \frac{\zeta_n^4}{1 - \zeta_n^2} \left(\frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 H_D h_p a_{n0} > 1 \quad (14)$$

Интенсивность трехквазифононных колебаний, которая пропорциональна числу квазифононных триад, ограничивается нелинейным сдвигом частоты фундаментальной моды. Нелинейный сдвиг частоты может быть подавлен посредством частотной модуляции поля накачки. Принимая во внимание квадратичную зависимость резонансной частоты от амплитуды $a_n(t)$, был предложен следующий закон частотной модуляции:

$$\psi(t) = \psi_0 + \frac{\alpha \cdot Q_n}{\Gamma} \left(\frac{(\Gamma - 1)(1 - e^{-\delta_n t})}{1 - \Gamma(1 - e^{-\delta_n t})} - \frac{\ln(1 - \Gamma(1 - e^{-\delta_n t}))}{\Gamma} \right), \quad (15)$$

где α - константа подстройки. Производная этой функции соответствует временной зависимости сдвига частоты в соответствии с сингулярным поведением надкритического числа квазифононов (13).

Результаты численного интегрирования систем (8) и (9) при наличии и в отсутствие частотной модуляции (15) ниже сопоставляются с экспериментальными данными.

2. МАГНИТОУПРУГОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЫ

Экспериментальные исследования магнитоупругих свойств и трехфононной взрывной неустойчивости FeVO_3 проводились на образце монокристалла в форме диска, диаметром 3 мм и толщиной 0.1 мм. Плоскость диска была параллельна базисной плоскости. Фундаментальная контурная мода диска с частотой $\omega_n = 1.327$ МГц была выбрана для экспериментов вследствие ее аномально высокой магнитоупругой связи. Кроме того, спектр образца не имел никаких дополнительных гармоник вблизи этой частоты, а также вблизи удвоенных и утроенных частот (Рис.1). В ходе эксперимента образец помещался в 2 скрещенные катушки, угол между которыми составлял 90 градусов. Одна из катушек использовалась для индукционного возбуждения колебаний, вторая – для их детектирования. Образец с катушками помещался в электромагнит, с помощью которого создавалось постоянное магнитное поле H . Угол между полем катушки накачки и постоянным полем составлял 45° или 90° , в зависимости от режима возбуждения.

Частота фундаментальной моды, в соответствии с (10), зависит от постоянного магнитного поля H (Рис.2). Эта зависимость может быть аппроксимирована соотношением:

$$\omega_n(H) = \omega_{n0} \sqrt{1 - \frac{H_{ms}^{(1)}}{H + H_{ms}^{(2)}}}, \quad (15)$$

где $H_{ms}^{(1)} = 1.59$ Э, $H_{ms}^{(2)} = 6.83$ Э и $\omega_{n0} = 1.373$ МГц. Соответствующая кривая аппроксимации показана на рис. 2 сплошной линией.

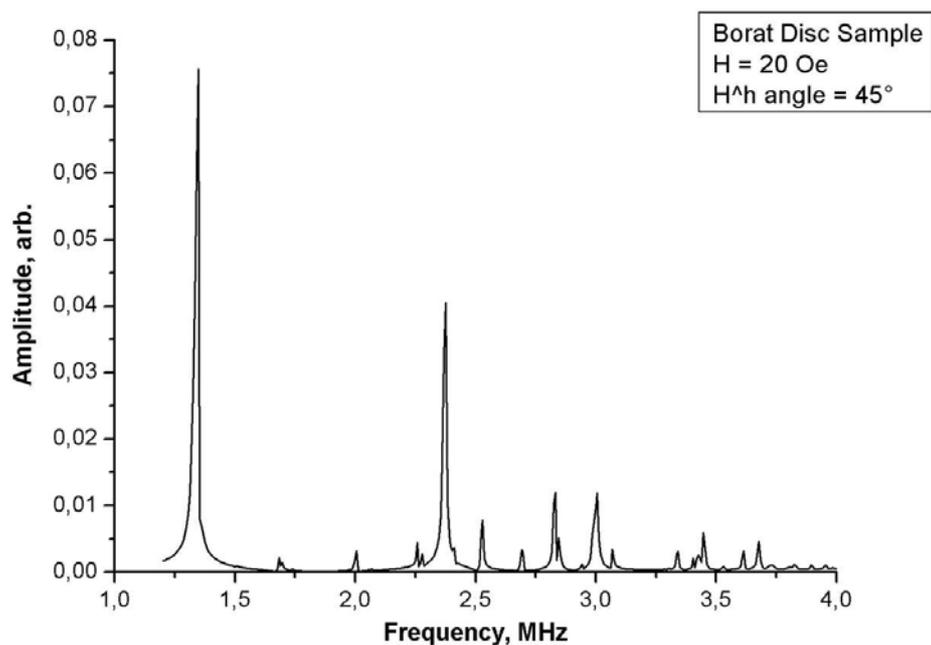


Рис. 1. Спектр магнитоупругих колебаний образца FeVO_3 . Частота фундаментальной моды $\omega_n = 1.327$ МГц.

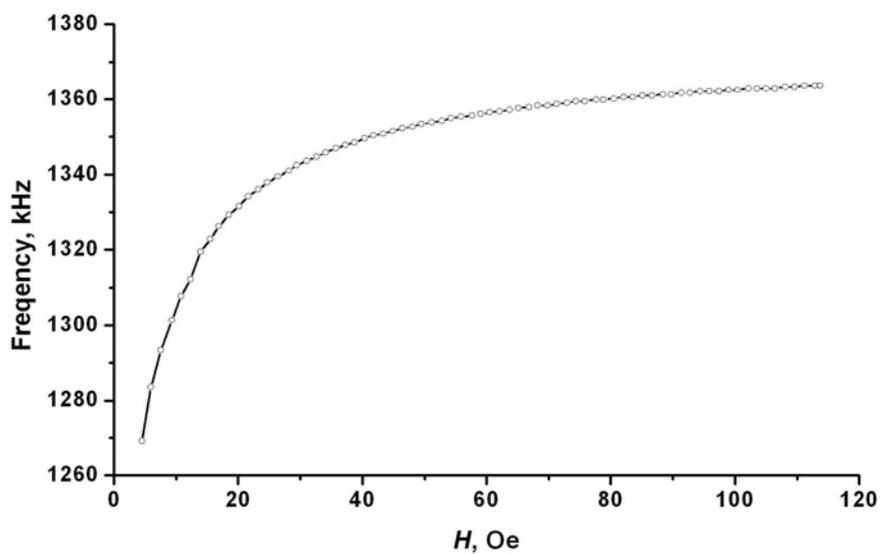


Рис. 2. Зависимость частоты фундаментальной моды от поля подмагничивания. Сплошная линия – аппроксимация по формуле (15).

На рис.3 представлены вычисленные по формуле (11) полевые зависимости коэффициентов магнитоупругой связи фундаментальной моды $\zeta_n^2(H)$ для образцов в виде пластин из кристаллов бората железа. Для сравнения приведены аналогичные кривые для кристаллов гематита (данные из работы[7]):

$$\zeta_n^2(H) = 1 - \left(\frac{\omega_n}{\omega_{n0}} \right)^2 \quad (16)$$

Следует отметить, что значение квадрата коэффициента магнитоупругой связи у бората железа на порядок ниже, чем у гематита, а эффективность подавления магнитоупругой связи постоянным магнитным полем в борате более значительна, чем в гематите.

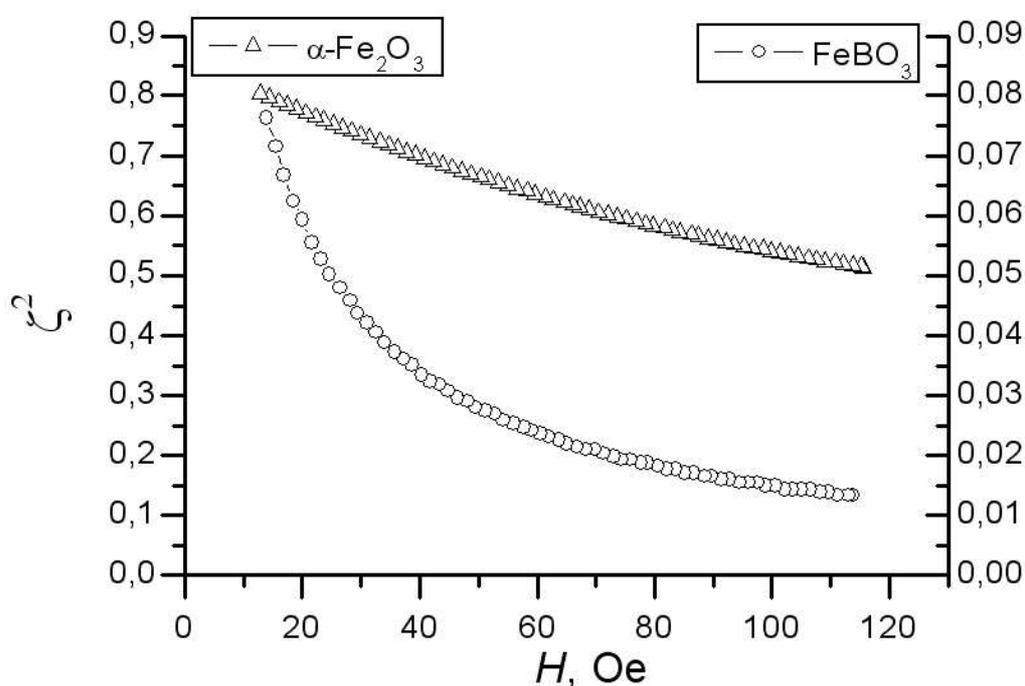


Рис. 3. Зависимости квадрата коэффициента магнитоупругой связи от поля смещения $\zeta_n^2(H)$ для бората железа и гематита.

В результате подавления магнитоупругой связи амплитуда фундаментальной моды снижается практически линейно с увеличением поля (Рис 4). Эта особенность учитывалась при выборе рабочей точки $H = 20$ Э для проведения экспериментов.

На рис. 5 показана зависимость частоты фундаментальной моды от мощности магнитоупругих колебаний образца. При малых амплитудах ($h_p < 3$ Э) эта зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией. Это означает, что сдвиг частоты пропорционален квадрату амплитуды фундаментальной моды, поэтому для компенсации этого изменения был предложен закон частотной модуляции (16). Этот закон использовался для модулирования радиочастотного заполнения второго импульса в ходе исследования трехфононных эффектов. Форма резонансной кривой (вставка на рис.3) становится ассиметричной уже при малых амплитудах колебаний, свидетельствуя о сильной нелинейности МУ системы.

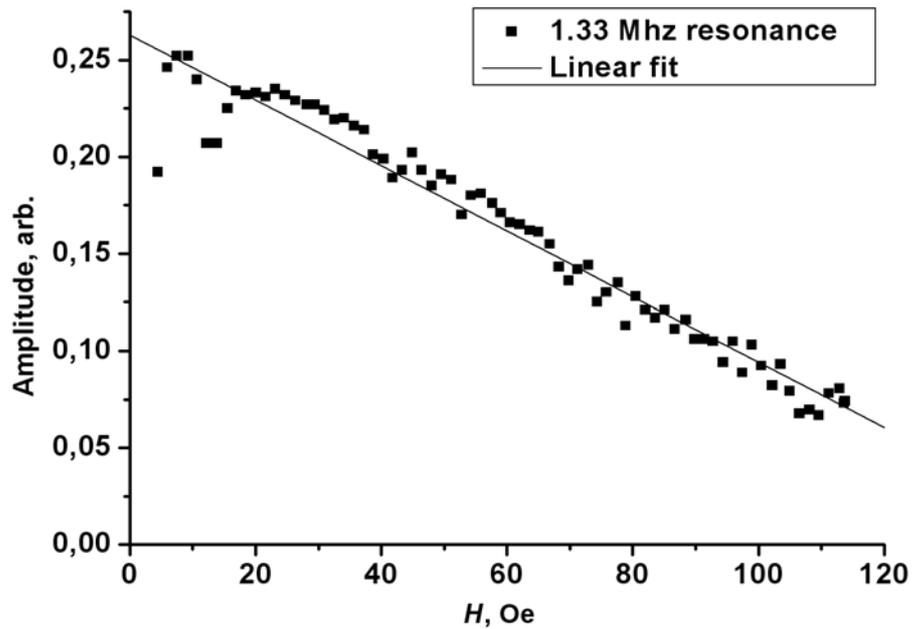


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний фундаментальной моды от постоянного магнитного поля H ($h_p = 0.01$ Э).

На Рис.6 представлена кривая спада амплитуды свободных колебаний фундаментальной моды после действия затравочного импульса амплитудой $h_p=1$ Э, длительностью 50 мкс ($H \cdot h_p = 45$). Релаксация происходит по экспоненциальному закону, время релаксации $\tau = 0.2$ мс.

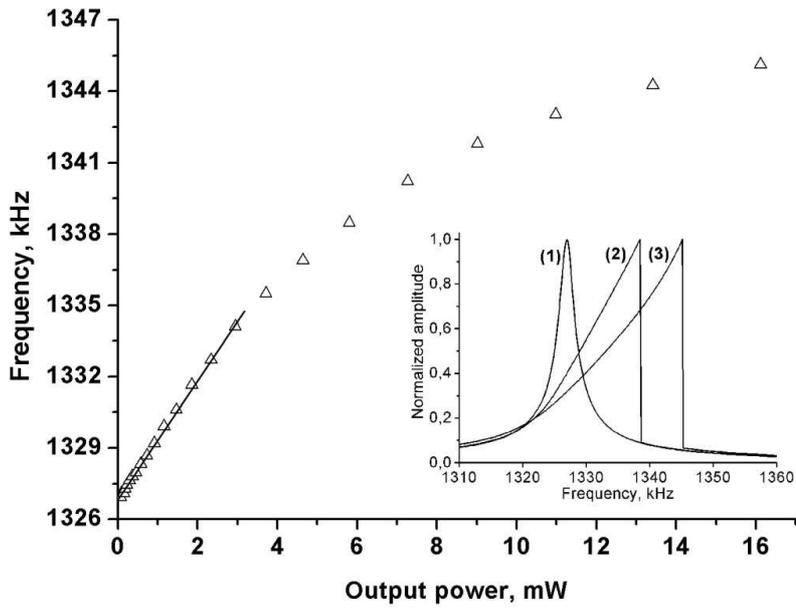


Рис. 5. Зависимость частоты фундаментальной моды от мощности МУ колебаний. На вставке: вид резонансной кривой при амплитуде МУ колебаний 0,06 мВт (1), 5.80 мВт (2) и 16.12 мВт (3).

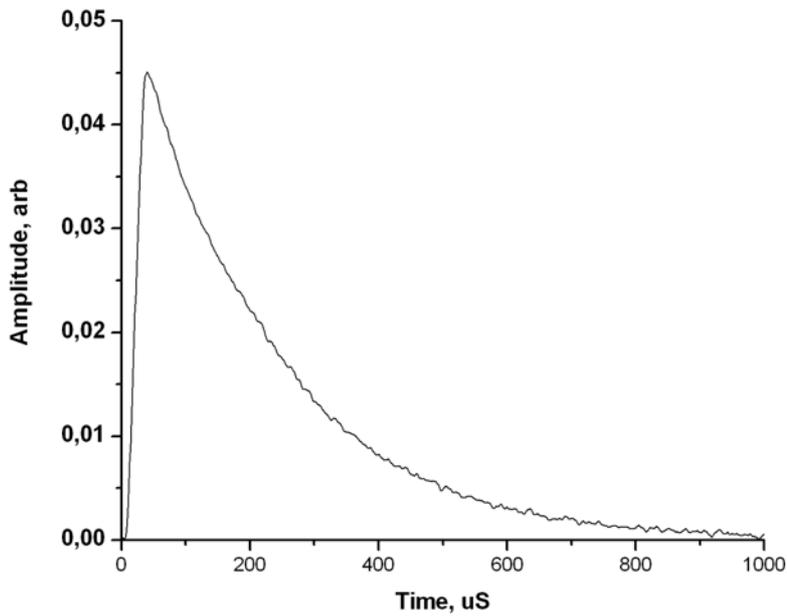


Рис. 6. Спад амплитуды свободных колебаний на частоте фундаментальной моды при $H = 20$ Э.

3. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ТРЕХВОЛНОВЫХ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В КРИСТАЛЛЕ FeVO₃

Для параметрического возбуждения магнитоупругих триад на образец FeVO₃ подавалась последовательность двух радиочастотных импульсов. Первый импульс (затравки) длительностью $\tau = 17\mu\text{s}$ возбуждал фундаментальную магнитоупругую моду на резонансной частоте. Вторым импульсом (накачки) на утроенной частоте подавался сразу после окончания действия импульса затравки. Для устранения нелинейного сдвига частоты, связанного с ростом амплитуды параметрически усиленных колебаний, частота заполнения второго импульса модулировалась по закону (16). Параметрическое возбуждение трехволновых магнитоупругих колебаний зависело от выбора оптимальных значений начальной амплитуды колебаний фундаментальной моды, амплитуды и длительности действия накачки, разницы фаз между импульсами затравки и накачки. На рис.8 представлены экспериментальные зависимости амплитуды колебаний фундаментальной моды в условиях частотной модуляции накачки (а), при тех же условиях (амплитудах 1го и 2го импульса), но без частотной модуляции накачки (б), и без подачи первого импульса (в отсутствие первоначального возбуждения фундаментальной моды) (с).

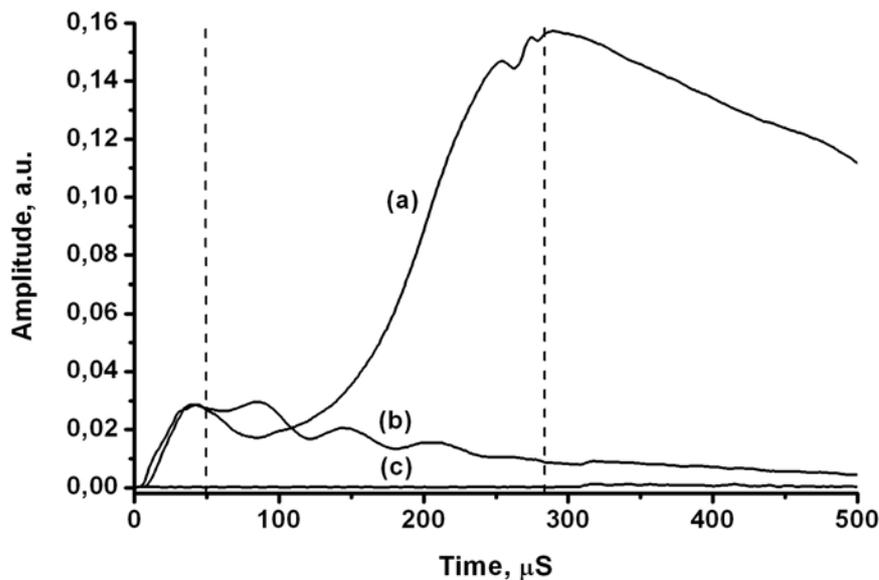


Рис. 8. Амплитуда колебаний фундаментальной моды ω_n под действием импульса накачки с $\omega_p = 3\omega_n$ с (а) и без (б) частотной модуляции; при отсутствии первого импульса (с) (сигнал на частоте ω_n не детектируется).

Взрывное усиление колебаний в поле $H=20$ Э наблюдалось при длительности импульса накачки $\tau = 240 \mu\text{s}$, пороговом поле накачки $h_p=10$ Э, начальной амплитуде фундаментальной моды $a = 0.02$ и выборе следующих параметров частотной модуляции: $\Gamma=1.5$, $\alpha=0.012$, $Q = 800$. При отсутствии импульса затравки сигнал на частоте резонансной моды отсутствовал как в случае частотной модуляции накачки, так и без нее. Область действия импульса накачки показана на рисунке с помощью вертикальных пунктирных линий. Время релаксации возбужденных состояний, оцененное по времени спада амплитуды свободных колебаний после прекращения действия накачки, составило $240 \mu\text{s}$.

При изменении фазы импульса накачки относительно фазы импульса затравки можно было наблюдать либо параметрическое усиление фундаментальной моды, либо ее ослабление (Рис. 9).

Максимальная разница между параметрически усиленной амплитудой колебаний и вносимым ослаблением наблюдалась при сдвиге фазы в 120 градусов. Устойчивость параметрического возбуждения относительно сдвига фаз наблюдалось в диапазоне 60 до 160 градусов.

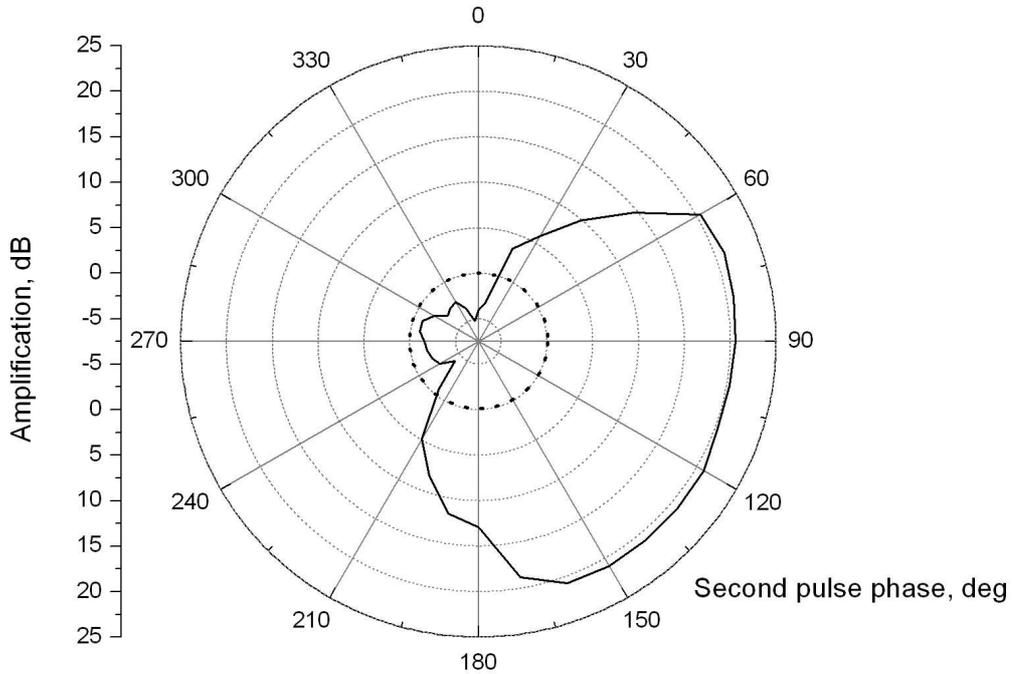


Рис. 9. Зависимость амплитуды колебаний фундаментальной моды в конце импульса накачки от фазы импульса накачки.

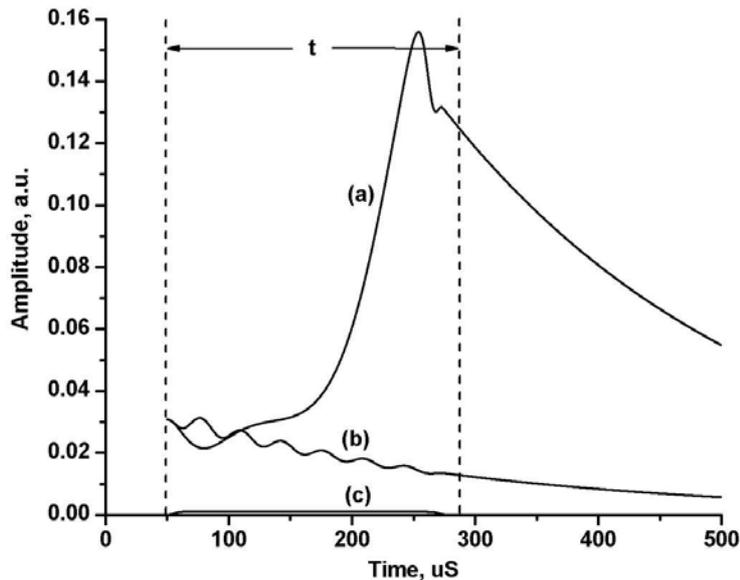


Рис. 10. Зависимость от времени амплитуды колебаний в образце FeVO_3 под действием накачки $\omega_p = 3\omega_n$ с модуляцией (a) и без модуляции частоты (b), без начального возбуждения (c) (численное моделирование).

На рис.10 представлены построенные в соответствии с теорией (формулы 8,9) амплитуды колебаний фундаментальной моды в условиях частотной модуляции (a) и без частотной модуляции накачки (b), в отсутствие первоначального возбуждения фундаментальной моды (без подачи первого импульса) кривая (c). При расчетах использованы следующие параметры FeVO_3 $Q_n=800$, $H_D=108$ кЭ, $H_E=2.6 \cdot 10^6$ кЭ. Результаты численного анализа показывают качественное согласие теории трехфононного параметрического возбуждения с экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментального наблюдения параметрического возбуждения трех-квазифононных связанных состояний в антиферромагнитном кристалле FeVO_3 показывают взрывное запороговое поведение, реализуемое в условиях компенсации нелинейности высшего порядка частотной модуляцией переменного электромагнитного поля накачки. Теоретическая модель, учитывающая сильную магнитоупругую нелинейность за пределами области применимости ангармонического приближения, отражает основные особенности запороговых трех-квазифононных возбуждений, наблюдаемые экспериментально.

Авторы благодарят С.А. Ягупова за предоставленный кристалл FeVO_3 . Работа была выполнена при поддержке гранта № F33.7/001 Фонда Фундаментальных Исследований и посольства Франции в Украине.

Список литературы

1. Ожогин В.И. Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков / В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский // УФН. – 1988. – Т. 155, Вып. 4. – С. 593-621.
2. Ozhogin V.I. Nonlinear dynamics of coupled systems near magnetic phase transitions of the order-order type / V.I. Ozhogin, V.L. Preobrazhensky // Journ. of Magn. And Magn. Materials. – 1991. – V. 100, № 1. - С. 544-571
3. Preobrazhenskiĭ V.L. Three-phonon coupled excitations in an antiferromagnet / V.L. Preobrazhenskiĭ, V.V. Rudenko, P. Pernod, and V.I. Ozhogin // JETP Lett. – 2007. – 86 – С. 348
4. Preobrazhensky V. Explosive dynamics and localization of wave triads in a coupled magnetoelastic system / V. Preobrazhensky, O. Bou Matar, P. Pernod // Phys. Rev. E. – 2008. – 046603. – С. 78.
5. Jona-Lasinio M. Three Resonant Ultra-Cold Bosons: Off-Resonance Effects / M. Jona-Lasinio, L. Pricoupenco // HAL. – 2009. – 00369867. – vers. 1.
6. Pernod P. Dynamic control of elasticity by means of ultrasound excitation in antiferromagnet / P. Pernod, V. Preobrazhensky // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 1998. – V. 184. – С. 173-178
7. Preobrazhensky V. Explosive instability of quasi-phonon triads in antiferromagnet under frequency modulated electromagnetic field / V. Preobrazhensky, O. Yevstafyev, P. Pernod, V. Berzhansky // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 2010. – V. 322. – N. 6. – С. 585-588
8. Preobrazhensky V. Explosive instability of ultrasonic triads under frequency modulated electromagnetic pumping / V. Preobrazhensky, O. Yevstafyev, P. Pernod, V. Berzhansky // Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium, Rome, September 2009 (в печати)

Євстаф'єв О.І. Вибухова динаміка трьохфононної нестійкості в магнітопружній системі FeBO₃ / О.І. Євстаф'єв, В.Л. Преображенський, Ф. Перно, В.Н. Бержанський // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 81-93.

Представлена теоретична модель запорогової динаміки коливань в магнітопружних середовищах, що враховує сильну магнітопружну нелінійність поза межами ангармонічного наближення. За допомогою оригінальної експериментальної методики досліджена запорогова динаміка кристала FeBO₃, виявлений запороговий ефект вибухової трьохбозонної нестійкості. Виявлений ефект описаний за допомогою представленої теоретичної моделі.

Ключові слова: магнітопружні хвилі, запорогова вибухова динаміка, трьохбозонне спаровування.

Yevstafyev O. Explosive dynamics of three-phonon instability in magneto-elastic system FeBO₃ / O. Yevstafyev, V.L. Preobrazhensky, P. Perno, V.N. Berzhansky // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 81-93.

A theoretical model of supercritical oscillation dynamics in magnetoelastic materials is suggested. This model takes into account strong magneto-elastic nonlinearity outside the anharmonic approximation. With a help of original method the supercritical dynamics of FeBO₃ is researched and the effect of explosive three-boson instability is discovered. The discovered effect is explained with the help of suggested theoretical model.

Keywords: magnetoelastic waves, explosive supercritical dynamics, three-boson coupling.

Поступила в редакцію 03.03.2010 г.

УДК 537.9

ДВУХИМПУЛЬСНОЕ ЭХО В ДИНАМИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛАХ ВОДЫ

Рябушкин Д.С., Нерода Е.С.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

E-mail: druabushkin@crimea.edu

Теоретически исследована динамика формирования эха ядерного магнитного резонанса в двухспиновых системах с диполь-дипольным взаимодействием. Для решения задачи использовалось стохастическое уравнение Лиувилля. Считалось, что исследуемая система может занимать два равновесных положения в кристаллической решетке, совершая случайные «перескоки» между ними. Показано, что для импульсной серии $90^\circ\text{y}-\tau-\beta^\circ\text{x}$ формируется сигнал, представляющий смесь спада свободной прецессии (ССП) и солид-эха, причем каждое слагаемое обладает весовым множителем, зависящим от угла поворота. В случае серии $90^\circ\text{y}-\tau-\beta^\circ\text{y}$ наблюдается только СПП, т.е. синфазное эхо не формируется.

Ключевые слова: магнитный резонанс, двухспиновая система, спад свободной прецессии, солид-эхо.

Задача о формировании импульсного отклика в изолированных подвижных двухспиновых системах представляет интерес, как минимум, по двум причинам.

Во-первых, такие системы весьма распространены в природе и их типичным представителем является молекула воды в кристаллогидрате. Во-вторых, с математической точки зрения задача относительно проста и позволяет получить точное решение, не прибегая к каким-либо упрощающим предположениям. Это, в свою очередь, позволяет использовать полученные результаты для проверки правильности любого иного подхода к вычислению импульсных откликов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в твердых телах: для этого достаточно лишь считать, что в предельном случае образец содержит всего два спина. (Именно таким образом проверяется, например, правильность теоретических результатов в методе Лоу, методе аппроксимантов и других подходах.)

С математической точки зрения решаемая задача эквивалентна задаче о форме отклика подвижных ядер дейтерия с аксиально симметричным гамильтонианом квадрупольного взаимодействия, а также задаче о форме электронного спинового эха при двухчастотной спектральной диффузии.

Будем считать, что двухспиновая система может случайным образом и с одинаковой вероятностью занимать два равновесных положения в кристаллической решетке. В этом случае удобно воспользоваться стохастическим уравнением Лиувилля, ранее использовавшимся для решения разнообразных задач импульсного ЯМР [1,2]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = i[\rho_1, H_1] - w\rho_1 + w\rho_2 \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} = i[\rho_2, H_2] - w\rho_2 + w\rho_1 \end{cases}, \quad (1)$$

где ρ_1 и ρ_2 – матрицы плотности системы в первой и второй конфигурациях, w – вероятность «перескока» молекулы в единицу времени из одного равновесного положения в другое, H_i – гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов частиц в i -ой конфигурации. Здесь и далее предполагается, что спиновая динамика исследуется в рамках высокотемпературного приближения, т.е. энергия взаимодействия магнитных моментов частиц с внешним постоянным полем намного меньше величины кТ. Все импульсы считаются бесконечно узкими и их действие представляется операторами поворота.

Гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия двух спинов имеет известный вид [3]:

$$\hbar H = \frac{\gamma^2 \hbar^2}{2} \cdot \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{R^3} \cdot (I_1 \cdot I_2 - 3I_{1z}I_{2z}), \quad (2)$$

где γ – гиромагнитное отношение, θ – угол между внешним постоянным магнитным полем и межъядерным вектором, R – расстояние между спинами, I_1 и I_2 – операторы собственных механических моментов ядер, а I_{1z} и I_{2z} – операторы проекций спинов на направление внешнего поля.

Используя собственные функции гамильтониана, запишем систему (1) в матричном виде. Ее решение для последовательности $90^\circ_y - \tau - \beta^\circ_x$, а также последующее вычисление отклика по стандартной формуле

$$S(\tau, t) = Sp(\rho(\tau, t) \cdot I_x) / Sp(I_x^2)$$

дает следующий отклик подвижной двухспиновой системы:

$$S(\tau, t) = \cos^2 \beta \cdot G(\tau + t) + \sin^2 \beta \cdot V(\tau, t), \quad (3)$$

где τ – интервал между импульсами, t – текущее время, отсчитываемое от второго импульса, β – угол поворота во вращающейся системе координат, соответствующий второму импульсу. Здесь $G(\tau + t)$ – спад свободной прецессии, а $V(\tau, t)$ – сигнал солид-эха, имеющий вид [4,5]:

$$\begin{aligned}
 V(\tau, t) &= \frac{1}{k} \cdot \exp\left(-\frac{\tau+t}{2 \cdot \tau_c}\right) \cdot \cos\left[\frac{a_1+a_2}{2} \cdot (t-\tau)\right] \cdot \left((a_1-a_2)^2 \cdot \cos\frac{\sqrt{k}}{2}(t-\tau) - \frac{1}{\tau_c^2} \times\right. \\
 &\times \left.\cos\frac{\sqrt{k}}{2}(t-\tau) + \frac{\sqrt{k}}{2} \cdot \sin\frac{\sqrt{k}}{2}(t+\tau)\right), k > 0 \\
 V(\tau, t) &= \exp\left(-\frac{\tau+t}{2 \cdot \tau_c}\right) \cdot \cos\left[\frac{a_1+a_2}{2} \cdot (t-\tau)\right] \cdot \left(1 + \frac{t+\tau}{2 \cdot \tau_c} + \frac{t \cdot \tau}{2 \cdot \tau_c^2}\right), k = 0 \\
 V(\tau, t) &= \frac{1}{k} \cdot \exp\left(-\frac{\tau+t}{2 \cdot \tau_c}\right) \cdot \cos\left[\frac{a_1+a_2}{2} \cdot (t-\tau)\right] \cdot \left((a_1-a_2)^2 \cdot \operatorname{ch}\frac{\sqrt{-k}}{2}(t-\tau) - \frac{1}{\tau_c^2} \times\right. \\
 &\times \left.\operatorname{ch}\frac{\sqrt{-k}}{2}(t-\tau) - \frac{\sqrt{-k}}{2} \cdot \sin\frac{\sqrt{-k}}{2}(t+\tau)\right), k < 0,
 \end{aligned}$$

$$a_i = 3\gamma^2 \hbar (1 - 3 \cos^2 \theta_i) / 4R^3,$$

$$k = (a_1 - a_2)^2 - \frac{1}{\tau_c^2},$$

τ_c – среднее время пребывания системы в равновесном положении (время корреляции).

Определяемые углом поворота (соответствующим второму импульсу) весовые множители задают тот вклад, который вносится в полный отклик сигналами ССП и эха.

Серия $90^\circ_y - \tau - \beta^\circ_y$ интересна в том отношении, что ее использование в ряде образцов приводит к образованию так называемого синфазного эха. Свойства этого отклика существенно отличаются от особенностей эха Хана, солид-эха и других двухимпульсных сигналов. Так, при определенных значениях интервала времени между импульсами положение максимума эха утрачивает зависимость от τ и приходится на строго определенный момент времени. Зависимость амплитуды синфазного эха от τ не является монотонно затухающей функцией, а имеет максимум. Наконец, зависимость амплитуды синфазного эха от β имеет вид $\cos\beta \cdot \sin^2\beta$ [5]. Вычисления дают следующий результат:

$$V(\tau, t) = \cos\beta \cdot G(t + \tau) \quad (4)$$

Отсюда следует, что в случае подвижной двухспиновой системы синфазное эхо не формируется. Этот результат подобен тому, что ранее было получено для жесткой системы (в последнем случае отсутствие синфазного эха чисто формально следовало из равенства четвертого момента линии поглощения квадрату второго момента).

Как известно, солид-эхо $V(\tau, t)$ при малых интервалах между импульсами позволяет восстановить начальный участок спада свободной прецессии $G(t)$, скрытый «мертвым» временем. Поскольку двухспиновая система относительно проста, то следует ожидать, что Фурье-преобразование от эха будет эквивалентно спектру поглощения (или, что то же самое, Фурье-преобразованию от ССП). Выполняя указанные процедуры для обоих слагаемых в формуле (3), легко увидеть, что в случаях жесткой и быстроподвижной решеток Фурье-образ от эха практически эквивалентен линии ЯМР. Что же касается переходной области, то при малых интервалах между импульсами Фурье-образ от эха вполне восстанавливает спектр, однако при дальнейшем увеличении времени задержки сигнал подвергается деформации и уже не дает удовлетворительных результатов для спектра системы.

Список литературы

1. Корст Н.Н. Исследование медленных молекулярных движений методом ЭПР стабильных радикалов / Н.Н. Корст, Л.И. Анциферова // Успехи физических наук. – 1978. – т. 126, вып. 1. – с. 67-99.
2. Сергеев Н.А. Исследование формы линии ЯМР в твердых телах с внутренней подвижностью методом «моментов» / Н.А. Сергеев., Д.С. Рябушкин, А.В. Сапига, С.Н. Максимова // Известия вузов. Физика. – 1989. – № 11. – с. 15-20.
3. Абрагам А. Ядерный магнетизм / Абрагам А. – М.: ИЛ, 1961. – 551 с.
4. Рябушкин Д.С. Солид-эхо и молекулярная подвижность в твердых телах / Д.С. Рябушкин, Ю.Н. Москвич, Н.А. Сергеев // Ядерная магнитная релаксация и динамика спиновых систем. – Красноярск: ИФ, 1982. – с. 39-46.
5. Салихов К.М. Электронное спиновое эхо и его применение / К.М. Салихов, А.Г. Семенов, Ю.Д. Цветков – Новосибирск: Наука, 1976. – 342 с.

Рябушкін Д.С. Двухимпульсне ехо в динамічних молекулах води / Д.С. Рябушкін, О.С. Нерода // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 94-97.

Теоретично досліджена динаміка формування відлуння ядерного магнітного резонансу в двухспінових системах з диполь-дипольною взаємодією. Для вирішення завдання використовувалося стохастичне рівняння Ліувілля. Вважалося, що досліджувана система може займати два рівноважні положення в кристалічній решітці, здійснюючи випадкові «перескоки» між ними. Показано, що для імпульсної серії $90^\circ\gamma-\tau-\beta^\circ\alpha$ формується сигнал, що представляє суміш спаду вільної прецесії (СВП) і солід-еха, причому кожен доданок володіє ваговим множником, залежним від кута повороту. В разі серії $90^\circ\gamma-\tau-\beta^\circ\alpha$ спостерігається лише СВП, тобто синфазне ехо не формується.

Ключові слова: магнітний резонанс, двухспінові система, спад вільної прецесії, солід-эхо.

Ryabushkin D.S. Two-pulse echo in dynamic molecules of water / D.S. Ryabushkin, E.S. Neroda // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 94-97.

The dynamics of forming of NMR echo in two-spin systems with dipole-dipole interaction is theoretically investigated. For the decision of the task the stochastic equation of Liouville was used. The investigated system was considered to be able to occupy two equilibrium positions in a lattice and accomplish random «jumping» between them. It is demonstrated that for pulse series $90^\circ\gamma-\tau-\beta^\circ\alpha$ a signal forms that is a mixture of free induction decay (FID) and solid-echo and each summand has a weighting coefficient depending on the angle of rotation. In the case of the series $90^\circ\gamma-\tau-\beta^\circ\alpha$ it is observed only FID, i.e. in-phase echo doesn't form.

Keywords: magnetic resonance, two-spin system, free induction decay, solid-echo.

Поступила в редакцію 21.12.2009 г.

УДК 537.86

РЕШЕТКА ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПРОВОДОВ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Пономаренко В.И., Попов В.В.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: slavapop@gmail.com*

Получено аналитическое решение задачи рассеяния для двух магнитных микропроводов, расположенных в плоскости сечения прямоугольного волновода на фоне металлического короткозамыкателя. Используя известное численное решение задачи рассеяния на индуктивном немагнитном металлодиэлектрическом цилиндре, получено в случае тонких проводов решение задачи рассеяния для решетки с произвольным количеством магнитных проводов.

Ключевые слова: магнитные микропровода, задача рассеяния, прямоугольный волновод.

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные магнитные микропровода в стеклянной оболочке диаметром от 1 мкм до нескольких десятков микрометров, которые изготавливаются по методу Тейлора-Улитковского, обладают рядом физических свойств и эффектов, которые делают их перспективными в плане практического применения [1-3]. К таким эффектам относится эффект гигантского магнитного импеданса (giant magnetic impedance – GMI), который состоит в сильном (до 200%) изменении импеданса магнитомягкого микропровода при его перемагничивании во внешнем магнитном поле. Эффект GMI наблюдается в широком диапазоне частот от 10 МГц до 12 ГГц, причем его максимум определяется в основном составом материала провода, а также технологическими особенностями производства [4, 5].

Измерения импеданса в основном проводятся с использованием коаксиальных линий, в которых исследуемый микропровод замещает участок центрального проводника [6]. В работе [7] предложен волноводный метод измерения импеданса микропроводов, который основан на измерении комплексного коэффициента отражения от микропровода, помещенного в прямоугольный волновод на фоне металлического короткозамыкателя. Теоретической основой метода является решение задачи рассеяния на одиночном тонком проводе в прямоугольном волноводе, которое связывает комплексный коэффициент отражения и импеданс. Комплексный коэффициент отражения может быть измерен как с помощью векторного анализатора цепей, так и с помощью многорезонансного метода [8–10]. По сравнению с коаксиальными методами, применение прямоугольного волноводного тракта позволяет расширить диапазон измерений импеданса до

нескольких десятков ГГц, а также уменьшить трудоемкость таких измерений и повысить точность [11].

Поскольку интенсивность взаимодействия провода с электромагнитной волной в большой степени определяется количеством вещества, помещенного в волновод, для проводов, диаметр которых составляет от одного микрометра и меньше, чувствительность методов, как коаксиального, так и волноводного, существенно снижается. При измерении импеданса в прямоугольном волноводе чувствительность можно повысить, путем увеличения числа микропроводов в измерительной ячейке, т.е. организовав из них решетку.

Увеличение числа проводов влечет за собой необходимость решения соответствующей задачи рассеяния. Для системы двух магнитных микропроводов, расположенных симметрично в плоскости сечения прямоугольного волновода параллельно его узкой стенке, в работе получено аналитическое решение задачи рассеяния.

В случае системы с числом проводов больше двух можно рассматривать задачу как задачу рассеяния на обобщенном индуктивном цилиндре и применять методы расчета элементов матрицы рассеяния, аналогичные [12, 13]. При этом, в случае однородного цилиндра, ему сопоставляются две совокупности токов, одна из которых расположена в области цилиндра и излучает в свободный волновод, а другая – вне цилиндра и излучает в волновод, заполненный веществом с проницаемостью такой же, как у цилиндра. Система уравнений для определения токов следует из условия непрерывности тангенциальных составляющих поля на поверхности цилиндра. В случае неоднородного по сечению цилиндра, т.е. в случае решетки, система уравнений существенно усложняется, и алгоритм становится громоздким.

В работе [14] предложен численный алгоритм решения задачи рассеяния на криволинейном металлодиэлектрическом цилиндре, основанный на сопоставлении области цилиндра с диэлектрической проницаемостью ε_p эквивалентной совокупности сторонних токов свободного волновода, определяемых из условия самосогласования. В настоящей работе показано, что в случае тонких проводов алгоритм [14] может быть применен и для расчета элементов матрицы рассеяния решетки, состоящей из произвольного числа магнитных проводов.

1. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ДВУХ МИКРОПРОВОДОВ

Схематическое изображение рассматриваемой задачи приведено на рис. 1. В прямоугольный волновод в плоскость $z = 0$ помещены два микропровода диаметра $\delta \ll a$, где a – размер широкой стенки волновода. Координата первого провода x_0 , координата второго провода $(a - x_0)$. В плоскости $z = l$ в волноводе

установлен плоский металлический короткозамыкатель. Из области $z = -\infty$ волновода распространяется волна типа H_{10} с временной зависимостью $e^{-i\omega t}$, $i = \sqrt{-1}$.

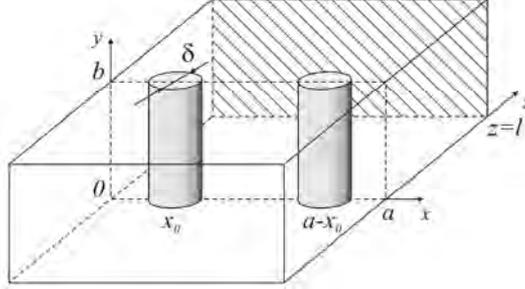


Рис. 1. Пара микропроводов в прямоугольном волноводе.

Поскольку радиус провода мал, объёмное распределение тока в нём можно аппроксимировать линейным током. Тогда, ввиду симметричного расположения проводов и такой же симметрии поля падающей волны $E_0 = \sin \frac{\pi x}{a} e^{i\Gamma_1 z}$, y -компонента поля в точке с координатами (x, z) , создаваемая бегущими по проводам токами будет равна [15]:

$$\tilde{E}^{\pm} = -\frac{2I}{a} \sum_{k=1}^{\infty} W_{2k-1} \sin\left(\frac{(2k-1)\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{(2k-1)\pi}{a} \tilde{x}\right) \cdot e^{\pm i\Gamma_{2k-1} z}, \quad (1)$$

где I – ток, $W_{2k-1} = \frac{\omega\mu_0}{\Gamma_{2k-1}}$, $\Gamma_{2k-1} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{(2k-1)\pi}{a}\right)^2}$ – постоянная распространения, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, c – скорость света. Результирующее поле в областях $z < 0$ и $z > 0$ волновода запишем в виде:

$$\begin{aligned} E_I &= E_0 + \tilde{E}^- + E^-, \quad z < 0 \text{ и} \\ E_{II} &= E_0 + \tilde{E}^+ + E^-, \quad z > 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где E^- – поле, отраженное короткозамыкателем. Импеданс провода по определению [16] равен:

$$\frac{E_I(x_0, -r) + E_{II}(x_0, +r)}{2} = ZI, \quad (3)$$

где $r = \delta/2$ – радиус провода. Из (1)-(3), накладывая условие $E_{II} = 0$ в плоскости $z = l$, получим для коэффициента отражения, нормированного на плоскость z :

$$R = e^{-2i\Gamma_1 z} \left\{ \frac{2I}{a} W_1 \sin \frac{\pi x_0}{a} (e^{2i\Gamma_1 l} - 1) - e^{2i\Gamma_1 l} \right\}, \quad (4)$$

$$I = \frac{A}{Z - \frac{W_1}{a} [F(2l+r) + F(2l-r) + 2F(r)]},$$

$$A = \frac{1}{2} \sin \frac{\pi x_0}{a} (e^{i\Gamma_1 r} + e^{-i\Gamma_1 r}) (1 - e^{2i\Gamma_1 l})$$

$$F(s) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_{2m-1}} \sin^2 \frac{(2m-1)\pi x_0}{a} e^{i\Gamma_{2m-1} s}.$$

Выражение (4) устанавливает связь между импедансом проводов и комплексным коэффициентом отражением, т.е. решает прямую задачу. Используя выражение (4) можно также определять импеданс провода по измеренному значению коэффициента отражения, решив таким образом обратную задачу.

2. ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ ДЛЯ РЕШЕТКИ ТОНКИХ ПРОВОДОВ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Построен численный алгоритм решения задачи рассеяния для решетки с произвольным числом тонких магнитных проводов. Схематическое изображение рассматриваемой задачи приведено на рис. 2. Область, в которой расположены провода, ограничена плоскостями z_1, z_2 . Из области $z = -\infty$ распространяется первичная электромагнитная волна V^0 , требуется вычислить поле вторичных волн V^-, V^+ . Ввиду однородности структуры вдоль оси y электрический вектор этих волн имеет отличную от нуля лишь y – компоненту.

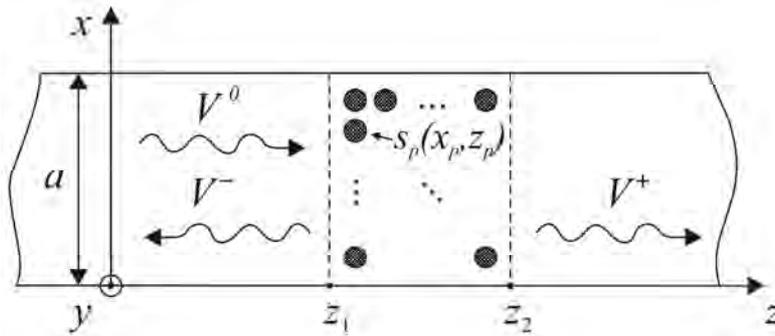


Рис. 2. Решетка магнитных микропроводов в прямоугольном волноводе.

Аналогично [14] совокупность тонких проводов рассмотрим как индуктивный цилиндр, который состоит из отдельных элементарных импедансных стержней с

одинаковой площадью поперечного сечения $s_p = \pi\delta^2/4$, рис. 2. Электрическое поле в сечении s_p будет определяться как сумма поля набегающей волны $E^{(0)}$ и рассеянных полей от всех стержней \tilde{E}_n , за исключением стержня с номером p :

$$E_p = E^{(0)}(x_p, z_p) + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq p}}^N \tilde{E}_n(x_p, z_p), \quad (5)$$

где $N \geq 2$ – число проводов.

При достаточно малой площади сечения s_p , элементарный стержень может быть заменен на направленный вдоль оси y линейный ток I_p с координатами (x_p, z_p) для которого справедливо следующее соотношение, принятое при расчетах излучения и отражения волн тонкими вибраторами [17]:

$$I_p = E_p / Z. \quad (6)$$

Импеданс провода Z выражается через функции Бесселя [16]:

$$Z = \frac{k}{2\pi\sigma r} \frac{J_0(kr)}{J_1(kr)}, \quad k = \sqrt{-i\omega\sigma\mu\mu_0}, \quad (7)$$

где σ – статическая удельная проводимость материала провода, $r = \delta/2$ – радиус микропровода, μ – эффективная относительная магнитная проницаемость материала провода, J_i – функция Бесселя порядка i .

Выражение для электрического поля \tilde{E}_p в точке с координатами (x, z) , создаваемого током I_p с координатами (x_p, z_p) , аналогично (1), имеет вид:

$$\tilde{E}_p = -\frac{I_p}{a} \sum_{k=1}^{\infty} W_k \sin\left(\frac{k\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{k\pi}{a} x_p\right) \cdot e^{i\Gamma_k |z-z_p|}. \quad (8)$$

Выбирая поле первичной волны в виде:

$$E^{(0)}(x, z) = \sin \frac{m\pi x}{a} e^{i\Gamma_m z} \quad (9)$$

и подставляя (8), (9) в (5) получим выражение для результирующего поля E_p в сечении s_p . Выражая из (6) величину E_p и подставляя ее в (5), получим с учетом (8), (9) систему уравнений относительно неизвестных токов $\{I_n\}$, $n = 1 \dots N$:

$$\sum_{n=1}^N \alpha_{pn} I_n = \beta_p, \quad (10)$$

$$\alpha_{pn} = -\frac{1}{a} \sum_{k=1}^{\infty} W_k \sin\left(\frac{k\pi}{a} x_{pi}\right) \sin\left(\frac{k\pi}{a} x_{ni}\right) \cdot e^{i\Gamma_k |z_{ni} - z_{pi}|}, \quad \alpha_{nn} = -Z,$$

$$\beta_p = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 E^{(0)}(x_{pi}, z_{pi}).$$

По значениям токов $\{I_n\}$, определяемым из решения системы (10), повторно используя (8) вычисляются поля $\tilde{E}_p(x, z)$, $p = 1, 2, \dots, N$, в областях $z < z_1$, $z > z_2$. Суммируя эти поля, получим результирующее рассеянное поле в виде суперпозиции H_{k0} -мод свободного волновода, $k = 1, 2, \dots$:

$$E^{\pm}(x, z) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k^{\pm} \sin\left(\frac{k\pi}{a} x\right) e^{\pm i\Gamma_k z}, \quad (11)$$

$$A_k^{\pm} = -\frac{W_k}{a} \sum_{p=1}^N I_p \sin\left(\frac{k\pi}{a} x_p\right) e^{\mp i\Gamma_k z_p}.$$

Аналогичным образом задача рассеяния решается для случая первичной волны типа H_{m0} , распространяющейся из области $z = +\infty$ в отрицательном направлении оси z . Решая задачу рассеяния при $m = 1, 2, \dots$ для первичных волн обоих направлений, строится матрица рассеяния решетки микропроводов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для проверки предложенного в работе численного метода расчета матрицы рассеяния решетки микропроводов, было выполнено численное моделирование для пары микропроводов, расположенных симметрично в сечении волновода. Достоверность метода была установлена путем сравнения результатов расчетов со значениями коэффициента отражения, рассчитываемыми с помощью аналитического решения (раздел 1). Значения коэффициента отражения, рассчитанные для решетки из двух микропроводов изложенными выше методами, отличались не более чем на 0.001.

Результаты расчетов сравнивались так же с экспериментальными значениями коэффициента отражения, полученными с помощью многорезонансного метода измерения комплексного коэффициента отражения в волноводе [7, 8].

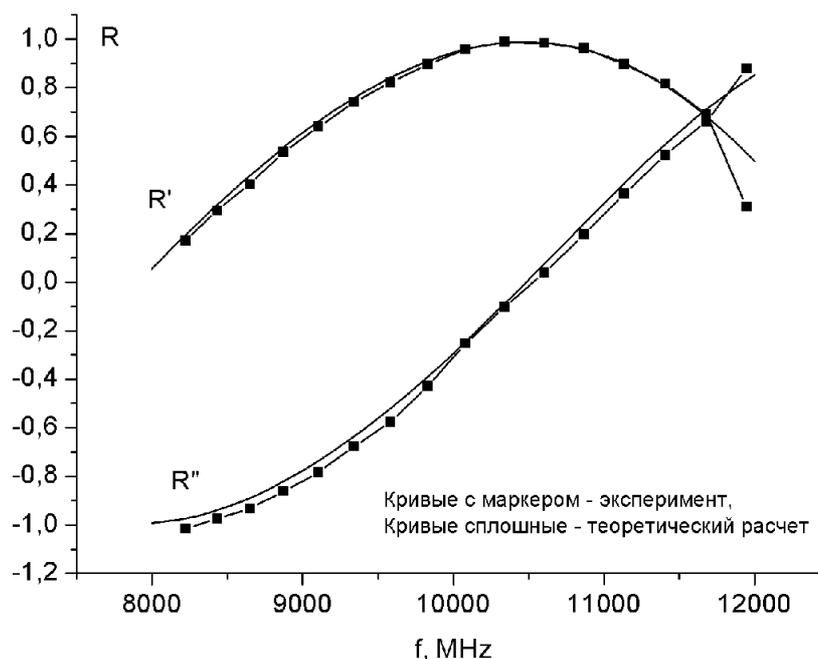


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные значения коэффициента отражения от пары медных микропроводов в прямоугольном волноводе.

При измерениях использовались медные микропровода со следующими номинальными параметрами: диаметр металлической жилы 8 мкм, удельное сопротивление ~ 0.4 кОм/м. Результаты измерений и расчетов приведены на рис. 3. Как видно из рисунка во всем рабочем диапазоне частот прямоугольного волновода обеспечивается хорошее совпадение между теорией и экспериментом. В середине рабочего диапазона частот расхождение не превышает 0.02, что соответствует предельной точности многорезонансного метода [8]. Несколько большее расхождение между теорией и экспериментом, связанное с некоторым снижением точности многорезонансного метода, имеет место на краях рабочего диапазона частот.

ВЫВОДЫ

Впервые показано, что в случае тонких проводов численный алгоритм решения задачи рассеяния для криволинейного диэлектрического цилиндра может быть применен для расчета матрицы рассеяния системы магнитных микропроводов. Проведено сравнение численного алгоритма решения задачи рассеяния с аналитическим решением для пары микропроводов. С помощью многорезонансного метода измерения комплексного коэффициента отражения выполнена экспериментальная проверка предложенного метода расчета матрицы рассеяния решетки микропроводов.

Список литературы

1. Larin V.S. Preparation and properties of glass-coated microwires / Larin V.S., Torcunov A.V., Zhukov A., Gonzalez J., Vazquez M., Panina L. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Vol. 249, No 1-2. – P. 39-45.
2. Zhukov A. Glass-coated magnetic microwires for technical applications / Zhukov A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – No 242-245. – P. 216-223.
3. Zhukova V. Optimization of Giant Magnetoimpedance in Co-Rich Amorphous Microwires / Zhukova V., Chizhik A., Zhukov A., Torcunov A., Larin V., Gonzalez J. // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 2002. – Vol. 38, No 5. – P. 3090-3092.
4. Makhnovskiy D.P. Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory / Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Garcia C., Zhukov A.P., Gonzalez J. // *Physical Review B*. – 2006. – No 74. – P. 064205 (11 pages).
5. Popov V. Studies of giant magnetoimpedance effect of Co-rich microwires in wide frequency range / Popov V., Zhukova V., Ipatov M., Garcia C., Gonzalez J., Ponomarenko V., Berzhansky V., Vinogorodsky D., Zhukov A. // *Physica Status Solidi (A)*. No 4. – 2009. – P. 671-673.
6. D. Me'nard High frequency impedance spectra of soft amorphous fibers / D. Me'nard, M. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, V.P. Paramonov, A.S. Antonov, P. Rudkowski, J.O. Strom-Olsen // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 81, No 8. – P. 4032-4034.
7. Бержанский В.Н. Измерение импеданса микропроводов в прямоугольном волноводе / Бержанский В.Н., Пономаренко В.И., Попов В.В., Торкунов А.В. // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2005. – Т. 31, № 22. – С. 24-28.
8. Пономаренко В.И. Многорезонансный метод измерения комплексного коэффициента отражения в волноводе / Пономаренко В.И., Попов В.В. // *Приборы и техника эксперимента*. – 2005. – № 1. – С. 94-100.
9. Пономаренко В.И. Компенсация влияния собственного коэффициента отражения направленного ответвителя в многорезонансном методе измерения коэффициента отражения в волноводе / Пономаренко В.И., Попов В.В. // *Приборы и техника эксперимента*. – 2005. – № 6. – С. 33-36.
10. Пономаренко В.И. Компенсация экспериментальных погрешностей в многорезонансном методе измерения коэффициента отражения в волноводе / Пономаренко В.И., Попов В.В., Виногородский Д.Ф. // *Известия Вузов. Радиоэлектроника*. – 2006. – № 8. – С. 66-70.
11. Пономаренко В.И. Экспериментальное определение вклада высших мод при измерении импеданса микропроводов волноводным методом / Пономаренко В.И., Попов В.В., Виногородский Д.Ф., Бержанский В.Н. // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2006. – Т. 32, № 20. – С. 7-11.
12. Y. Leviatan. Analysis of Inductive Dielectric Posts in Rectangular Waveguide / Y. Leviatan, G.S. Sheaffer // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1987. – Vol. MTT-35, No 1. – P. 48-59.
13. Y. Leviatan. Composite Inductive Posts in Waveguide – A Multifilament Analysis / Y. Leviatan, G.S. Sheaffer // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1988. – Vol. 36, No 4. – P. 779-784.
14. Пономаренко В.И. Задача рассеяния в прямоугольном волноводе на криволинейном двумерно-неоднородном металлодиэлектрическом цилиндре / Пономаренко В.И., Попов В.В. // *Радиотехника и электроника*. – 2008. – Т. 53, № 5. – С. 591–593.
15. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / Никольский В.В., Никольская Т.И. – М.: Наука, 1989. – 543 с.
16. Шестопалов В.П. Дифракция волн на решетках / Шестопалов В.П., Литвиенко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. – Харьков: ХГУ, 1997. – 513 с.
17. Ménard D. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor / Ménard D., Britel M., Ciureanu P., A. Yelon // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 84, № 5. – P. 2805-2814.
18. Буторин В.М. Резонансные свойства двух металлических цилиндров в прямоугольном волноводе / Буторин В.М. // *Радиотехника и электроника*. – 1990. – № 12. – С. 2489-2494.
19. Усанов Д.А. Резонансы в системе «штырь с зазором - близкорасположенный поршень» / Усанов Д.А., Горбатов С.С. // *Известия Вузов. Радиоэлектроника*. – 2006. – № 2. – С. 27-33.

Пономаренко В.І. Решітка тонких магнітних проводів у прямокутному хвилеводі / В.І. Пономаренко, В.В. Попов // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 98-106.

Отримано аналітичне рішення задачі розсіювання для двох магнітних мікродротів, розташованих в прямокутному хвилеводу на тлі металевого короткозамикача. Використовуючи відоме чисельне рішення задачі розсіювання на індуктивному немагнітному металодіелектричному циліндрі, отримано у випадку тонких проводів рішення задачі розсіювання для решітки з довільною кількістю магнітних проводів.

Ключові слова: магнітні мікродроти, задача розсіювання, прямокутний хвилевід.

Ponomarenko V.I. Lattice of thin magnetic wires in rectangular waveguide / V.I. Ponomarenko, V.V. Popov // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 98-106.

An analytical solution is given for the scattering problem from two magnetic microwires placed in rectangular waveguide and followed with a short. Using known numerical solution of scattering by an inductive nonmagnetic metal-cylinder, in the case of thin wires new numerical algorithm is proposed for solving the scattering problem for a lattice with an arbitrary number of magnetic wires.

Keywords: magnetic microwires, scattering problem, rectangular waveguide.

Поступила в редакцію 15.12.2009 г.

УДК 539

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ПОРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ *n*-InP (111)

Сычикова Я.А.¹, Кидалов В.В.¹, Сукач Г.А.²

¹ *Бердянский государственный педагогический университет, Бердянск, Украина*

² *Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарьова НАН Украины, Киев, Украина*

E-mail: V.V.Kidalov@mail.ru

Для получения пористой поверхности фосфида индия применялся метод электрохимического травления. Морфология полученных пористых структур исследовалась с помощью растрового электронного микроскопа. Химический состав пористых образцов был изучен методом EDAX. В результате на поверхности были обнаружены атомы кислорода и фтора, входящие в состав электролита.

Ключевые слова: пористый фосфид индия, метод EDAX, электрохимическое травление.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развиваются исследования в области получения пористых полупроводников, таких как Si [1,2], GaAs, GaP, InP [3]. Особое место в этом ряду занимает InP в связи с перспективами использования его в качестве подложек для выращивания различных гетероструктур, на основе которых создаются эффективные источники излучения (инжекционные лазеры, светодиоды) и быстродействующие фотоприемники для систем волоконно-оптических линий связи. Пористый фосфид индия стал объектом многих исследований [4-6], в результате которых удается получать регулярную структуру пор заданных размеров.

Практическое применение пористых кристаллов предполагает необходимость их получение с атомарно-чистой поверхностью. Интерес к исследованию поверхности и границ раздела полупроводников обусловлен тенденцией микроэлектроники к миниатюризации приборов и элементов интегральных схем. Однако, даже на атомарно-чистых поверхностях, полученных в условиях сверхвысокого вакуума с помощью специальной техники скалывания кристалла с применением сложных методов очистки, наблюдаются признаки нарушения порядка. Кроме того, кристаллы подвергаются химической и механической обработке (стравливание слоев, шлифовка и др.), что приводит к появлению на поверхности адсорбированных примесей и структурного разупорядочения. При взаимодействии с окружающей средой, на поверхности может образовываться оксидная пленка с осажденными на ней примесями. Поверхностные дефекты и адсорбированные атомы могут значительно изменять свойства кристаллов.

Следует заметить, что поверхностные явления могут оказывать влияние на процесс порообразования во время электрохимического травления кристаллов. В местах скопления дефектов и адсорбированных атомов кристалла может наблюдаться значительное растравливание поверхности, а также образование кристаллитов – так называемых островков оксидов (или других соединений). В результате этого полученный пористый слой также не является атомарно-чистым.

Процесс селективного травления может сопровождаться множеством химических реакций, которые могут происходить на границе раздела «полупроводник-электролит». В связи с чем, целью данной работы является изучение химического состава пористого слоя фосфида индия, выращенного путем электрохимического травления на монокристаллической подложке InP.

1. ТЕХНИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для эксперимента использовались монокристаллические образцы InP *n*-типа с ориентацией поверхности (111), легированные серой до концентрации носителей $2,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Исследуемые образцы фосфида индия были выращены по методу Чохральского с жидкостной герметизацией расплава в лаборатории компании «Molecular Technology GmbH» (Берлин). Пластины были вырезаны перпендикулярно оси роста и отполированы с обеих сторон.

Для получения пористой поверхности фосфида индия применялся метод селективного электрохимического травления. Перед экспериментом образцы очищались в этаноле и дистиллированной воде. Процесс травления происходил в электролитической ячейке с электролитом, который содержал раствор плавиковой кислоты, воды и этилового спирта. Спирт добавлялся в раствор для улучшения проницаемости HF. При этом концентрация плавиковой кислоты оставалась постоянной на уровне 25%. Образование пористого слоя происходит, если плотность тока не превышает определенного критического значения. В противном случае наблюдается полирующее электрохимическое травление. Условия эксперимента приведены в таблице 1.

Таблица 1
Условия эксперимента для селективного электрохимического травления *n*-InP (111) $n = 2,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$

№ образца	Состав травителя	j , мА/см ²	t , мин
1	HF: H ₂ O: C ₂ H ₅ OH	30	10
2	HF: H ₂ O: C ₂ H ₅ OH	30	15
3	HF: H ₂ O: C ₂ H ₅ OH	50	10
4	HF: H ₂ O: C ₂ H ₅ OH	80	15

Весь эксперимент проводился при комнатной температуре в темноте. После эксперимента поверхность образцов очищалась этиловым спиртом и дистиллированной водой. Образцы обдавали потоком азота и подвергали естественному старению в течение трех дней. Следует отметить, что свежеприготовленный пористый InP взаимодействует с атмосферным кислородом очень медленно (от нескольких часов до нескольких месяцев). Скорость и степень окисления пористых пластин фосфида индия зависит от ряда факторов: состава окружающего воздуха, уровня влажности, степени освещенности поверхности, химического состава верхних слоев исследуемых образцов и др.

Морфология полученных пористых структур исследовалась с помощью растрового электронного микроскопа JSM-6490. Химический состав был изучен при помощи метода EDAX, дифрактометрические исследования проводились с помощью дифрактометра ДРОН-3М.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате селективного электрохимического травления образовался пористый слой InP с развитой морфологией: размер пор от единиц до сотен нанометров, глубина прорастания до 35 мкм, пористость приблизительно 20%. Следует заметить, что поры проросли неравномерно – на поверхности образцов появились концентрические кольца – темные и светлые полосы. При помощи SEM удалось установить, что темные полосы – это места более плотного скопления пор (рис.1).

Неравномерность распределения пор по поверхности кристалла связана с явлениями сегрегации примеси, возникающими в процессе роста кристалла. Поры проросли в тех областях, где концентрация серы максимальна. Появление нанобластей с различной концентрацией элементов может приводить к качественному изменению свойств InP. Дефектность кристаллов, связанная с полосчатой ростовой структурой, оказывает влияние на диэлектрические свойства кристаллов.

Очевидно, что с процессами, вызывающими модификацию рельефа поверхности, связано изменение её химического состава. Химический анализ поверхности пористого InP (спектры сняты в 4х точках – см. рис.2) показал нарушение стехиометрии исходного кристалла. К тому же, на поверхности образца появились атомы кислорода и незначительная доля атомов фтора (табл.2). На наш взгляд, это свидетельствует об образовании так называемых собственных оксидов InP. Известно, что возможно образование следующих термодинамически стабильных оксидов $\text{In}(\text{PO}_3)_3$, InPO_4 , InPO_3 , In_2O_3 , P_2O_5 [7].

Анализируя таблицу 2, можно сделать вывод, что на поверхности пористого кристалла не образовалась равномерная окисная пленка. Наблюдается локализация оксидов лишь в некоторых областях.

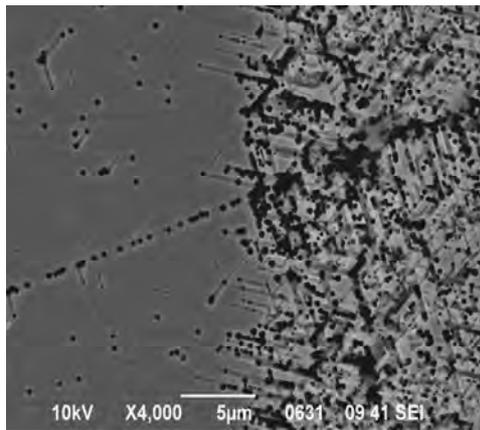


Рис. 1. SEM - изображение морфологии пористого n-InP.

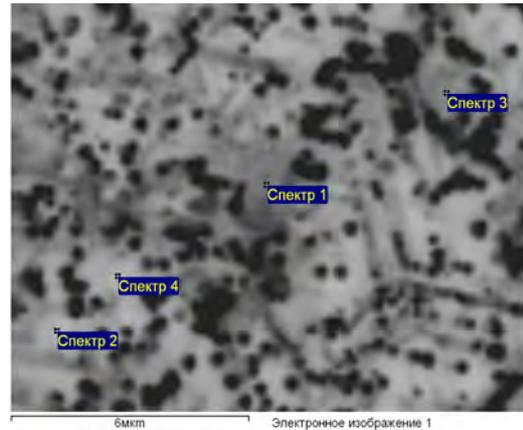


Рис. 2. Поверхность пористого InP, состав которого приведен в табл.2.

Таблица 2
Процентный состав элементов на поверхности пористого n-InP, полученный при помощи метода EDAX

Спектр	O	F	P	In	Итого
Спектр 1	15.33	2.13	22.12	60.41	100.0
Спектр 2	2.12	0.64	22.36	74.89	100.0
Спектр 3	6.76	2.05	21.03	70.15	100.0
Спектр 4	2.73	1.07	22.10	74.10	100.0

Сведения о химическом составе пористых образцов, полученные с использованием метода EDAX свидетельствуют о том, что не происходило непосредственного заполнения пор раствором, использовавшегося в качестве электролита.

Рентгеноспектральный анализ слоев не показал наличия в составе элементов, присутствующих в электролите, за исключением небольшой доли фтора (1 – 2%) и кислорода, возникновение которого на поверхности образцов может быть связано с взаимодействием пористой поверхности с атомарным кислородом воздуха (напомним, что образцы подвергались естественному старению в течение трех дней).

На рис.3 приведена морфология пористой поверхности InP, на которой отчетливо видно образование кристаллитов, размером от единиц до сотен микрометров. Кристаллиты располагаются по поверхности кристалла хаотично, т.е. без преимущественных мест скопления. Химический состав данных образований (спектр снят для фрагмента, приведенного на рис.4) рассмотрен в таблице 3.



Рис. 3. Изображение пористой поверхности *n*-InP (111) с образовавшимися кристаллитами.

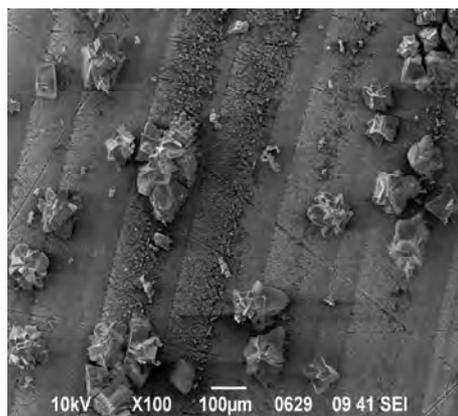


Рис. 4. Фрагмент кристаллита, для которого был проанализирован химический состав.

Таблица 3

Процентный состав химических элементов, из которых состоят кристаллиты

Спектр	O	F	P	In	Итого
Спектр 1	25.72	21.28	1.02	51.98	100.00

Табл.3 и рис.5 демонстрируют, что кристаллиты состоят из атомов кислорода, фтора и индия в отношении приблизительно равном 1:1:2. Фосфор присутствует лишь в самых малых концентрациях (1%). Это свидетельствует о том, что часть атомов индия из кристалла InP была замещена другими атомами (о чем также говорит химический состав поверхности, приведенный в таблице 2). Вытесненные атомы вступили во взаимодействие с электролитом, и продукты этого взаимодействия «упали» на поверхность кристалла в виде кристаллитов. По этим результатам можно сделать предварительный вывод, что кристаллиты представляют собой оксиды индия и фтора или более сложные химические соединения.

Однозначно говорить о том, какие именно соединения присутствуют в кристаллитах, очень тяжело. По-видимому, состав кристаллитов определяется наличием нескольких соединений (оксидов, фторидов и др.). В пользу данного предположения свидетельствует также различный размер островков (от единиц до сотен микрометров), слоистая структура, наличие на их поверхности пузырьков. Рис.6 демонстрирует, что кристаллиты представляют собой цветкообразные соединения, имеющие кристаллическую структуру.

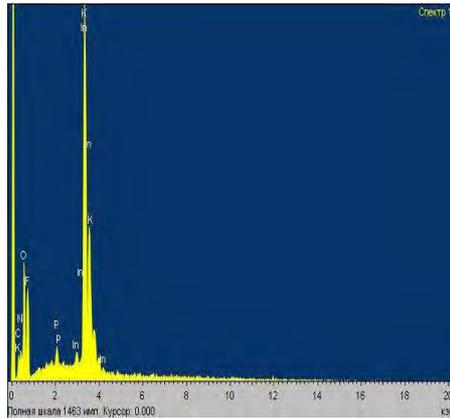


Рис. 5. Химический состав кристаллитов на поверхности n-InP, полученный методом EDAX.

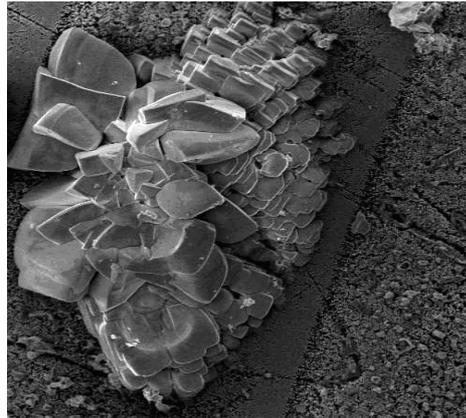


Рис. 6. Цветкообразная структура кристаллитов.

Анализируя рис.6, можно сделать вывод о том, что кристаллиты прорастали неоднородными слоями. Толщина нижних слоев составляет единицы микрометров, верхних приблизительно 15-20 микрометров. Таким образом, можно утверждать, что данные структуры образовывались во время травления вследствие химической реакции между полупроводником и электролитом.

Дифрактометрические исследования, выполненные на дифрактометре ДРОН-3М, показали, что содержание оксидов на поверхности пористого фосфида индия составляет не более 5%.

Как известно, некоторые оксиды индия являются диэлектриками, что может существенно влиять на свойства исходного материала. Поэтому собственные оксиды InP требуют дальнейшего исследования, в частности изучения их свойств, а также удаление с поверхности пористого материала нежелательных оксидов (как например, In_2O_3) и формирование термодинамически стабильного и диэлектрически прочного собственного плазменного оксида.

Технологическая совместимость собственных оксидов с полупроводниковым материалом стимулирует интерес исследователей к задаче путей повышения качества оксидных диэлектрических слоев и их интерфейсов с использованием разнообразных диагностических средств [8]. Следует отметить, что эти исследования проводились для оксидов, сформированных на монокристаллическом InP, тогда как проблеме образования оксидов на пористых поверхностях фосфида индия посвящено очень мало работ. Среди путей удаления оксидов с поверхности InP (как монокристаллического, так и пористого) можно отметить сульфидирование (как сульфида натрия, так и сульфида аммония) [9] и другие.

Для устранения нежелательного воздействия поверхности на свойства приборов применяют метод пассивации, вследствие которого поверхность становится менее химически активной. Исследования в области пассивации фосфида индия являются на сегодняшний день достаточно актуальными, так как

позволяют с уверенностью прогнозировать значительное расширение практического применения пластин пористого фосфида индия в качестве сырья для изготовления СВЧ-диодов, транзисторов, фотоэлектронных приборов и др.

Сульфидирование в растворах приводит к удалению слоя естественного оксида и, как правило, к формированию на поверхности сульфидного покрытия, состоящего только из связей In-S. Такой упорядоченный слой связанных с поверхностью атомов является барьером для дальнейшей реакции. Отсутствие связей P-S связывается с хорошей растворимостью сульфидов фосфора в воде [10].

Преимущественные места роста кристаллитов на поверхности фосфида индия являются атомные дефекты поверхности-ступени, дислокации. В них атомы кристалла (в особенности фосфора) слабее связаны с подложкой и могут быть удалены из собственной решетки при воздействии электролита. Используемая концентрация фтора в составе травителя является достаточно большой, и изображение поверхности не дает представления о начальной стадии роста кристаллитов. Исследования, проведенные при меньшей дозе ионов фтора в травителе, показали, что именно атомные ступени и их пересечения являются центрами зародышеобразования островков. При изучении анодирования *n*-InP (111) в водно-спиртовом растворе плавиковой кислоты обнаружено явление агломерации кристаллитов в гигантские островки. В результате образовывались отдельные островки размерами в несколько сотен микрометров. Степень покрытия поверхности фосфида индия кристаллитами составляет менее 10%.

ВЫВОДЫ

В данной статье проанализирован химический состав химических элементов, находящихся на поверхности пористого фосфида индия. Пористая поверхность была получена путем электрохимического травления. В результате на поверхности были обнаружены атомы кислорода и фтора, входящего в состав электролита. К тому же, наблюдалось формирование кристаллитов цветкообразной формы различных размеров, состоящих из атомов фтора, кислорода и индия.

Таким образом, можно утверждать, что порообразование на поверхности фосфида индия происходило с образованием оксидов, либо же оксиды сформировались после завершения процесса травления (возможны оба варианта одновременно и независимо друг от друга). Формирование данных структур логично связать с присутствием на поверхности кристалла дефектов, которые могут служить источником зародышеобразования островков оксидов и фторидов. Все это приводит к изменению свойств монокристалла фосфида индия, а также пористых слоев, выращенных на подложках объемного кристалла. Поэтому необходимо искать пути получения атомарно-гладкой поверхности пластин, а также методы пассивации пористого InP для уменьшения поверхностных эффектов. Данное направление сохраняет свою актуальность на протяжении десятилетий и требует дальнейших разработок.

Список литературы

1. Canham L.T. Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers / L.T. Canham // Appl. Phys. Lett. – 1990. – 57, № 10. – P. 1046 – 1048.
2. Абсорбционно-чувствительный диод на пористом кремнии / В.М. Демидович, Г.Б. Демидович, С.Н. Козлов и др. // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18, N 14. – С. 57 – 59.
3. Pores in III-V Semiconductors / H. Föll, S. Langa, J. Carstensen et al. // Advanced Materils. – 2003. – V. 15, N 3. – P. 183 – 198.
4. Waveguide structures based on porous indium phosphide / S. Langa, S. Frey, J. Carstensen et al. // Electrochemical and Solid-State Letters. – 2005. – V. 8, N 2. – P. C30 – C32.
5. Pichonat T. Development of porous silicon-based miniature fuel cells / T. Pichonat, B. Gauthier-Manuel // Journal of Micromechanics and Microengineering. – 2005. – V. 15, N 9. – P. S179 – S184.
6. Porous III – V compounds as nonlinear optical materials / I.M. Tiginyanu, I.V. Kravetsky, S. Langa et al. // Physica Status Solidi (A). – 2003. – V. 197, N 2. – P. 549 – 555.
7. On the nature of oxides on InP surfaces / G. Hollinger, E. Berngignat, J. Joseph, Y. Robach // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 1985. – V. 3, N 6. – P. 2082 – 2088.
8. Микушкин В.М. Безэталонный РФЭС способ определения химического состава многофазных веществ и его применение в исследовании нанопленок плазменного оксида InP / В.М. Микушкин, С.Е. Сысоев, Ю.С. Гордеев // Физика твердого тела. – 2004. – Т. 46, N 10. – С. 1770 – 1775.
9. Aimin Liu. Radiative recombination and filling effect of surface states in porous InP / Aimin Liu and Changkui Duan // Applied physics letters. – 2001. – V. 78, N 1. – P. 43 – 46.
10. Бессолов В.Н. Халькогенидная пассивация поверхности полупроводников A_3B_5 / В.Н. Бессолов, М.В. Лебедев // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т. 32, N 11. – С. 1281 – 1299.

Сичикова Я.О. Дослідження хімічного складу поруватої поверхні n-InP (111) / Я.О. Сичикова, В.В. Кідалов, Г.О. Сукач // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 107-114.

Порувата поверхня InP була отримана методом електрохімічного травлення. Морфологія поруватих структур досліджувалася за допомогою скануючого електронного мікроскопа. Хімічний склад поверхні поруватого InP був досліджен методом EDAX. В результаті на поверхні були знайдені атоми кисню і фтору, що входять до складу електроліту.

Ключові слова: поруватий InP, метод EDAX, електрохімічне травлення.

Suchikova J.A. Investigation of a chemical compound of a porous surface n-InP (111) / Suchikova J.A, Kidalov V.V., Sukach G.A // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 107-114.

Porous InP / layers have been produced by electrochemical anodic etching. Surface morphology of the porous films of InP were examined by scanning electron microscopy (SEM). The chemical composition of the porous films of InP was determined from Energy Dispersive Analysis of X-rays (EDAX). On the surface of porous InP oxygen and fluorine have been found out.

Keywords: porous indium phosphide, method of energy-dispersive analysis of X-rays (EDAX), electrochemical etching.

Поступила в редакцію 14.12.2009 г.

УДК 543.572.3

ТЕПЛОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ НА СТАДИИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БОРАТА ЖЕЛЕЗА FeBO_3

Чуклов В.А., Ягунов С.В., Стругацкий М.Б., Постывей Н.С.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: solidstat@crimea.edu*

В работе предложен способ определения спектральной плотности тепловых флуктуаций в области кристаллизации бората железа, основанный на связи спектральной плотности с корреляционной функцией. Наблюдаемые тепловые флуктуации идентифицируются нами как фликкер-шум, что свидетельствует о флуктуационной природе самого физического процесса.

Ключевые слова: флуктуации, фликкер-шум, дисперсия, стационарный случайный процесс, спектральная плотность, преобразование Фурье, корреляционная функция, эргодическая гипотеза, кристаллизация, самоорганизация, дифференциальный термический анализ (ДТА).

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1-4] обнаружены тепловые флуктуации фликкерного типа, возникающие при неравновесных фазовых переходах, а именно при плавлении кристаллических веществ в динамических режимах. Физическая природа данных флуктуаций не ясна. Целью настоящей работы является спектральный анализ тепловых флуктуаций в изотермических условиях на стадии кристаллизации бората железа FeBO_3 .

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Исследование переходного процесса при кристаллизации проводилась по специальной методике цифрового дифференциального термического анализа (ДТА) [5]. При охлаждении исследуемого вещества с постоянными скоростями (1 К/мин) и фиксированных массах исследуемого образца, в окрестности нескольких десятков градусов, обнаружены процессы, которые сопровождались выделением тепла. Эти процессы проявлялись на термограммах в виде тепловых «импульсов» с резкими границами. На фоне этих «импульсов» наблюдались низкочастотные флуктуации выделения тепла, регистрируемые дифференциальной термопарой как изменение температуры ΔT (рис. 1). Дисперсия регистрируемых тепловых флуктуаций значительно превышает дисперсию собственного шума аппаратуры, равную 0,13 мкВ, что свидетельствует о флуктуационной природе рассматриваемых явлений. Изотермические флуктуации исследовались методом цифрового спектрального анализа с обработкой данных по специальной программе.

Пусть $x(t)$ – регистрируемый в течение времени T стационарный случайный процесс. Соответствующее ему преобразование Фурье есть $X(i\omega)$. Спектральная плотность определяется так [4]:

$$S(i\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2|X(i\omega)|^2}{T}.$$

При цифровой обработке результатов, связанных с предельным переходом возникают определенные трудности. Поэтому для расчета спектральной плотности нами был предложен иной подход. Учитывая то обстоятельство, что корреляционная функция случайного процесса и спектральная плотность связаны между собой преобразованием Фурье, мы сначала строим корреляционную функцию, которая позволяет определить дисперсию и высказать некоторые суждения о стационарности рассматриваемого процесса. Далее, используя цифровое преобразование Фурье, строим спектральную плотность.

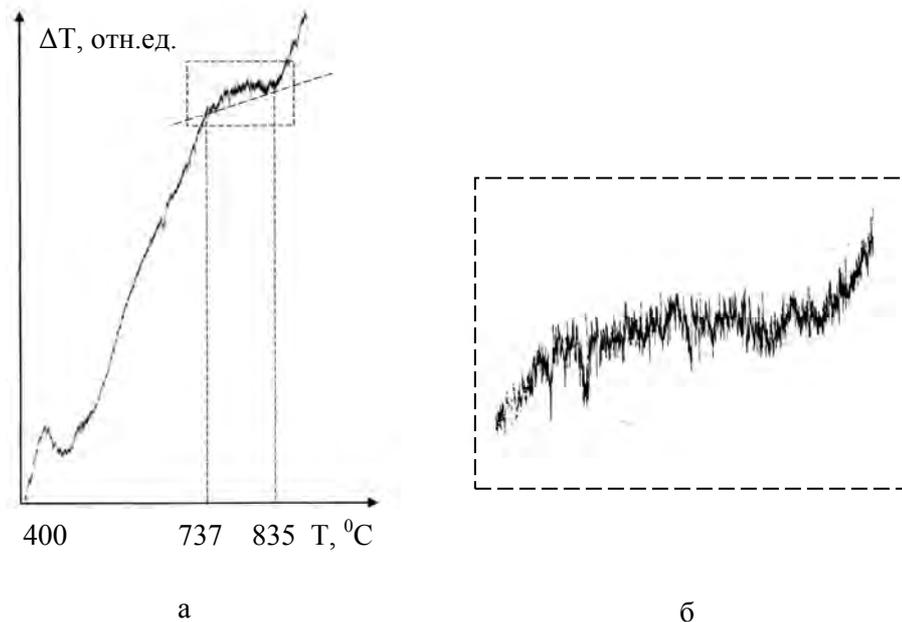


Рис. 1. Кривые ДТА: а – полная запись кривой ДТА при охлаждении состава; б – участок кривой ДТА (тепловые флуктуации фазового перехода)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для стационарного случайного процесса с учетом эргодичности корреляционная функция имеет вид:

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) \cdot x(t + \tau) dt. \quad (1)$$

Для $\tau = 0$ и $\tau \rightarrow \infty$ получаем:

$$R(0) = \overline{x^2}, \quad R(\infty) = (\overline{x})^2. \quad (2)$$

Дисперсия находится так:

$$D = R(0) - R(\infty). \quad (3)$$

Спектральная плотность в нашем подходе имеет следующий вид:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i\omega\tau} \cdot d\tau. \quad (4)$$

Поскольку корреляционная функция является четной, получаем

$$S(\omega) = 2 \int_0^{\infty} R(\tau) e^{-i\omega\tau} \cdot d\tau. \quad (5)$$

Для анализа поведения корреляционной функции $R(\tau)$ при больших τ и вычисления дисперсии построена центральная корреляционная функция

$$R^0(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [x(t) - \overline{x}] \cdot [x(t + \tau) - \overline{x}] dt. \quad (6)$$

Сканирование кривой ДТА производилось следующим образом. Весь интервал записи кривой ДТА разбивался на 1000 равных частей. Длительность интервала:

$\Delta t = \frac{T}{N}$. Корреляционную функцию (5) вычисляем по формуле:

$$R(m) = \frac{1}{N - m} \sum_{n=1}^{N-m} x_n x_{n+m} \quad (7)$$

Для различных τ находятся средние значения произведений ординат. По этим значениям строится корреляционная функция. При реализации (6) использовалась математическая программа Origin 7.0. Корреляционная функция и центральная корреляционная функция представлены на рис. 2 и рис. 3. Соотношение $R^0(\tau) = 0$ при $\tau \rightarrow \infty$ соответствует физическому смыслу и является необходимым условием стационарности процесса.

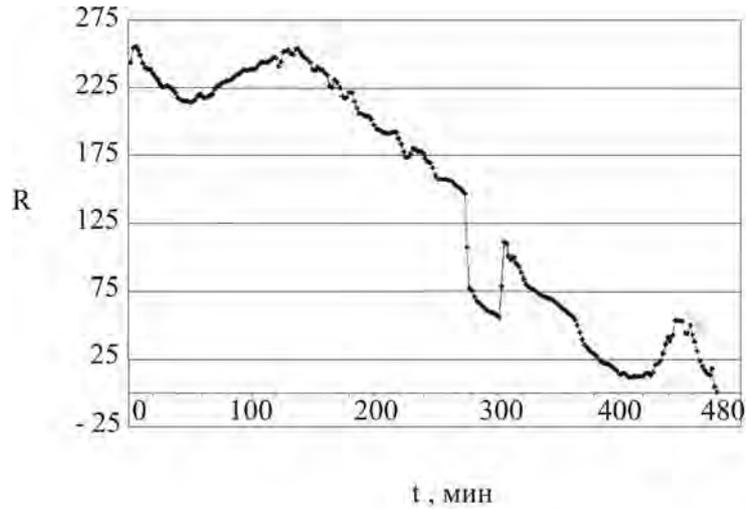


Рис. 2. Корреляционная функция тепловых флуктуаций при кристаллизации бората железа.

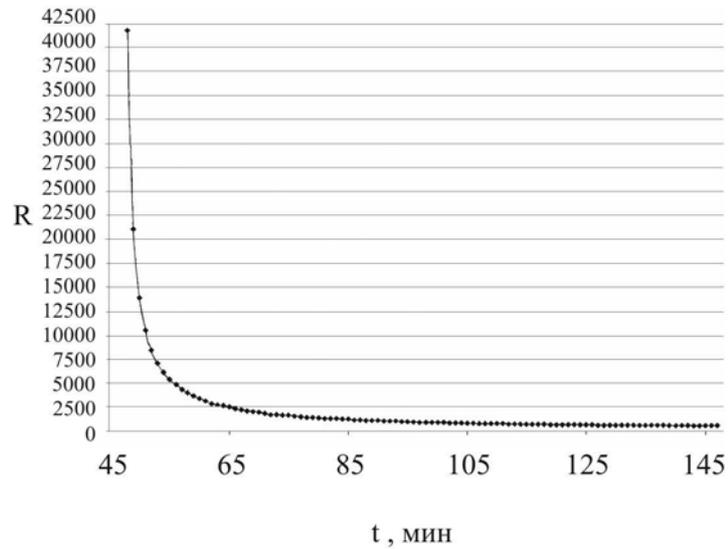


Рис. 3. Центральная корреляционная функция тепловых флуктуация при кристаллизации бората железа.

На рис. 4 приведен график спектральной плотности, построенный с помощью быстрого преобразования Фурье [7,8]. Анализ показал, что рассматриваемые тепловые флуктуации не являются «белым шумом», характерным для аппаратурных процессов. В этом случае можно предположить, что тепловые флуктуации на стадии кристаллизации бората железа $FeBO_3$ связаны именно с кристаллообразованием.

Спектральная плотность представляется в виде двух участков А и В, аппроксимирующихся прямыми линиями значения тангенсов углов наклона которых $\alpha_A > 1$, $\alpha_B < 1$. Критическая частота ω_k , при которой происходит смена наклона угла, определяется как абсцисса точки пересечения этих прямых.

Зависимость величины спектральной плотности от частоты характерна для флуктуационного процесса, известного как фликкер-шум. Наличие двух приближенно прямолинейных участков А и В (рис.4) позволяет утверждать, что изотермические тепловые флуктуации в интервале температур предкристаллизации бората железа $FeBO_3$ может быть идентифицирована как двухуровневый тепловой фликкер-шум.

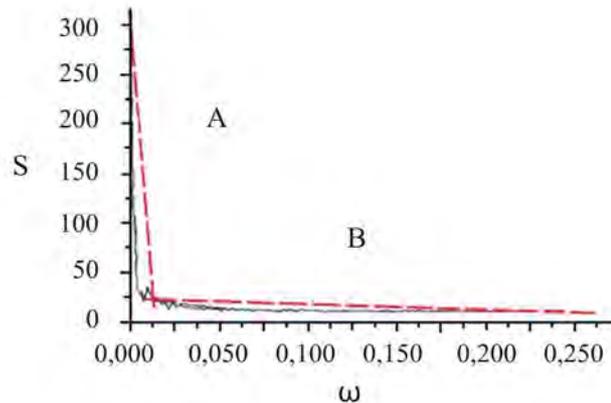


Рис. 4. Спектральная плотность тепловых флуктуаций при кристаллизации бората железа.

Двухуровневый фликкер-шум наблюдался в [1-4]. Можно предположить, что наличие двух участков А и В на спектре изотермических тепловых флуктуаций вызвано наличием двух уровней единого физического процесса возникновения этих флуктуаций, и связаны с возникновением в системе долгоживущих временных корреляций, приводящих к упорядочению, самоорганизации. Как правило, фликкер-шум приводит к деградации, деформации и разрушению материалов. В нашем случае фликкер-шум, наоборот связан со структурной перестройкой, приводящей к упорядочению, самоорганизации.

ВЫВОДЫ

- 1) Эффект возникновения теплового фликкер-шума в неравновесных, диссипативных процессах фазового перехода является неотъемлемой его частью.
- 2) Величины α_A , α_B , ω_k являются характеристическими параметрами фазовых переходов, сопровождающихся структурной перестройкой с образованием фрактальной мезофазы предкристаллизации.

Список литературы:

1. Битюцкая Л.А. Кооперативные эффекты пред- и постпереходных состояний при плавлении ионных кристаллов / Л.А. Битюцкая, Е.С. Машкина // Письма в ЖТФ. – 1995. – Т. 21, вып. 17. – с. 85.
2. Битюцкая Л.А. Влияние анизотропии кристаллической структуры на переходные процессы при плавлении сурьмы / Л.А. Битюцкая, Е.С. Машкина // Письма в ЖТФ. – 1995. – Т. 21, вып. 20. – с. 30.
3. Битюцкая Л.А. Особенности пред- и постпереходных состояний при плавлении меди / Л.А. Битюцкая, Е.С. Машкина // Письма в ЖТФ. – 1995. – Т. 21, вып. 24. – с. 90.
4. Битюцкая Л.А. Тепловой фликкер-шум в диссипативных процессах предплавления кристаллических веществ / Л.А. Битюцкая, Г.Д. Селезнев // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41, вып. 9. – с. 1979.
5. Уэндландт У. Термические методы анализа / У. Уэндландт. – Мир. М., 1978 – 526 с.
6. Климантович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем / Ю.Л. Климантович. – ТОО «Янус». М., 1995. – 624 с.
7. Ярославский Л.П. Введение в цифровую обработку изображений / Л.П. Ярославский. – М.: Советское радио, 1979. – 311 с.
8. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения / С.Л. Марпл. – М.: Мир, 1990. – 584 с.

Чуклов В.О. Теплові флуктуації на стадії кристалізації бората заліза FeBO_3 / В.О. Чуклов, С.В. Ягупов, М.Б. Стругацький, Н.С. Постивей // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 115-120.

У роботі запропонований спосіб визначення спектральної щільності теплових флуктуацій в зоні кристалізації борату заліза, заснований на зв'язку спектральної щільності з кореляційною функцією. Спостережувані теплові флуктуації ідентифікуються нами як фліккер-шум, що свідчить про флуктуаційну природу самого фізичного процесу.

Ключові слова: флуктуації, фліккер-шум, дисперсія, стаціонарний випадковий процес, спектральна щільність, перетворення Фур'є, кореляційна функція, ергодична гіпотеза, кристалізація, самоорганізація, диференціальний термічний аналіз (ДТА).

Chuklov V.A. Thermal fluctuations on the stage of Iron Borate FeBO_3 crystallization / V.A. Chuklov, S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, N.S. Postivey // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 115-120.

In the work the way of determination of spectral density of thermal fluctuations in the field of Iron Borate crystallisation, based on connection of spectral density with correlation function is offered. Observed thermal fluctuations are identified as flicker-noise that testifies to the fluctuation nature of the physical process

Keywords: fluctuations, flicker-noise, a dispersion, stationary casual process, phase transition, spectral density, Fourier transform, correlation function, ergodic hypothesis, crystallisation, self-organization, the differential thermal analysis (DTA).

Поступила в редакцію 24.01.2010 г.

УДК 543.572.3

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСТВОР-РАСПЛАВНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Ягунов С.В., Стругацкий М.Б., Постывей Н.С., Костулин С.С.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: solidstat@crimea.edu*

Метод дифференциально-термического анализа применен для определения зон кристаллизации монокристаллов боратов железа, синтезируемых из раствора в расплаве в системе $\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{V}_2\text{O}_5 - \text{PbO} - \text{PbF}_2$. С этой целью разработана и изготовлена прецизионная ДТА установка. Результаты ДТА подтверждены зондовым методом.

Ключевые слова: дифференциально-термический анализ, борат железа, синтез кристаллов.

ВВЕДЕНИЕ

Метод синтеза кристаллов из раствора в расплаве сложен для аналитического описания. Поиск режимов синтеза в этом случае обычно осуществляется эмпирически, что требует значительных временных и материальных ресурсов. Поэтому актуальной задачей является разработка экспериментальных методов, позволяющих упростить определение оптимальных технологических режимов синтеза монокристаллов. Одним из таких методов является дифференциально-термический анализ (ДТА). Настоящая статья посвящена применению метода ДТА для определения условий синтеза высокосовершенных монокристаллов бората железа.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Кристаллы бората железа, FeVO_3 , благодаря редкому сочетанию магнитных, магнитоупругих, оптических, магнитооптических и резонансных свойств являются объектом многочисленных исследований. Наиболее совершенные образцы таких кристаллов выращиваются раствор-расплавным методом в системе $\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{V}_2\text{O}_5 - \text{PbO} - \text{PbF}_2$ [1, 2]. Точное определение температурных зон кристаллизации бората железа в этом случае представляет собой сложную задачу.

Дифференциально-термический анализ в принципе может быть применен для широкого круга веществ, однако следует отметить, что работ по изучению раствор-расплавных систем методом ДТА относительно мало. Это объясняется, главным образом, тем, что величина экзотермического пика на термограмме для разбавленных растворов мала, что сильно снижает чувствительность метода [3]. В этой связи мы разработали и изготовили высокочувствительную установку, позволяющую обнаружить слабый тепловой эффект при синтезе бората железа и точно определить температурные зоны кристаллизации (рис.1).

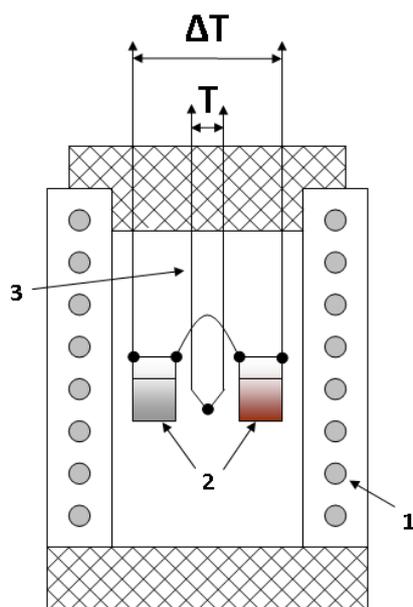


Рис. 1. Схема ДТА-установки: 1 - нагревательный блок; 2 - дифференциальная тигель-термопара; 3 - регистрирующая термопара.

Одним из наиболее важных элементов установки является дифференциальная термопара. В нашем случае используется два платиновых тигля-термопары. Тигли-термопары соединены навстречу друг другу, поэтому даже незначительная разница между температурами образца и эталона приводит к возникновению разности потенциалов. Дифференциальная запись позволяет получать на термограмме отчётливые отклонения при разности температур ΔT , исчисляемой сотыми долями градуса.

Мы исследовали ряд составов для синтеза бората железа с различными концентрациями компонентов. На рис. 2 приведена кривая охлаждения ДТА для одного из составов в интервале температур $900^{\circ}\text{C} - 400^{\circ}\text{C}$. В области $835^{\circ}\text{C} - 737^{\circ}\text{C}$ наблюдается особенность, представляющая собой пологий экзотермический пик. При подробном анализе этого участка выявлены два экзотермических эффекта (рис. 3). Первый экзотермический эффект ($835^{\circ}\text{C} - 817^{\circ}\text{C}$) соответствует появлению фазы Fe_3BO_6 , а более низкотемпературный ($817^{\circ}\text{C} - 737^{\circ}\text{C}$) – фазы FeBO_3 .

Появление этих кристаллических фаз в том же температурном диапазоне для выбранного состава было подтверждено зондовым методом. Эксперимент состоял в следующем: тигель с расплавом нагревали до $910^{\circ}\text{C} - 916^{\circ}\text{C}$ со скоростью $2,5 \cdot 10^3$ мкВ/ч, выдерживали при этой температуре 1 – 1,5 часа, затем снижали температуру по заданной программе. При достижении начальной температуры выбранного диапазона зонд (платиновая проволока) окунали в расплав и задавали снижение температуры со скоростью $0,5 \cdot 10^3$ мкВ/ч, при достижении конечной температуры диапазона зонд извлекали для дальнейшего исследования.

Микрокристаллы, образовавшиеся на зонде, детально изучались с помощью оптического и растрового электронного микроскопов. Результаты исследований продуктов кристаллизации представлены на рис. 4 и 5.

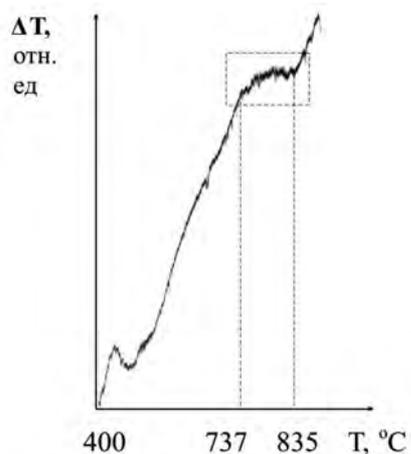


Рис. 2. Кривая охлаждения ДТА.

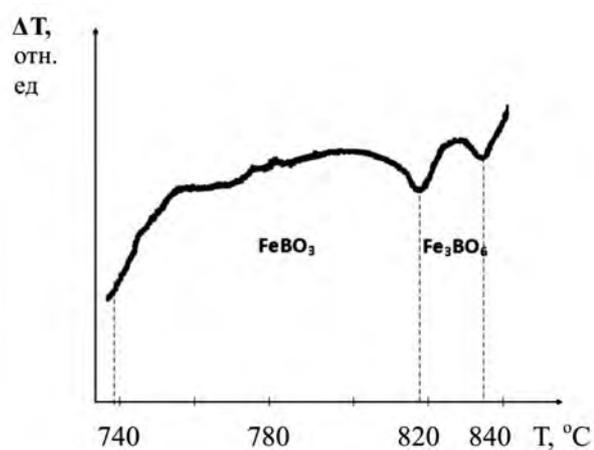


Рис. 3. Области кривой ДТА, соответствующие экзотермическим эффектам.

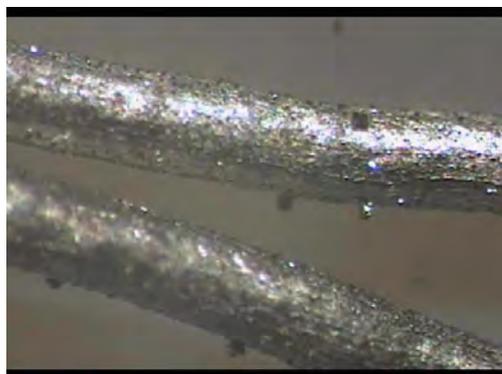


Рис. 4. Микрокристаллы Fe_3BO_6 (оптическая микроскопия).

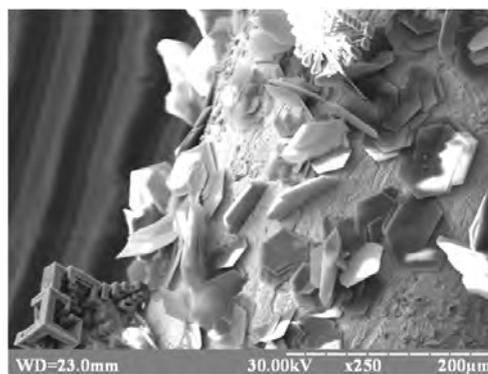


Рис. 5. Микрокристаллы FeBO_3 (растровая электронная микроскопия).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные термограммы продемонстрировали эффективность метода ДТА в изучении фазовых переходов в раствор-расплавных системах. Удалось определить температурные зоны кристаллизации бората железа для различных составов шихты. При этом форма термограммы существенно зависела от скорости снижения температуры. Последний эффект очень важен для исключения синтеза нежелательной кристаллической фазы. Зондовый метод подтвердил результаты ДТА.

Авторы выражают искреннюю благодарность Е.Т. Милуковой за помощь в проведении электронной микроскопии кристаллов.

Список литературы

1. Мальнев В.В. Синтез монокристаллов FeBO_3 высокой степени совершенства, обогащенных по изотопу ^{57}Fe , для мессбауэровских исследований / В.В. Мальнев, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий и др. // Вопросы атомной науки и техники. Серия ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент). – 1990. – Вып. 5. – С. 24-25.
2. Стругацкий М.Б. Раствор-расплавный синтез монокристаллов бората железа / М.Б. Стругацкий, С.В. Ягупов // Ученые записки Таврического Национального Университета. – 2006. – Т. 19(38), № 1. – С. 76-78.
3. Тимофеева В.А. Рост кристаллов из растворов-расплавов / В.А. Тимофеева. – М.: Наука, 1978. – 268 с.

Ягупов С.В. Застосування диференційно-термічного аналізу для дослідження розчин-розплавної кристалізації / Ягупов С.В., Стругацький М.Б., Постивей Н.С., Костулін С.С. // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 121-124.

Метод диференційно-термічного аналізу застосовано для визначення зон кристалізації монокристалів боратів заліза, синтезованих з розчину в розплаві в системі $\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{PbO} - \text{PbF}_2$. Із цією метою розроблена й виготовлена прецизійна ДТА установка. Результати ДТА підтверджені зондовим методом.

Ключові слова: диференційно-термічний аналіз, борат заліза, синтез кристалів.

Yagupov S.V. Application of differential-thermal analysis for research of solution-in-melt crystallization / Yagupov S.V., Strugatsky M.B., Postivey N.S., Kostulin S.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 121-124.

The method of differential thermal analysis is applied for determination of crystallization zones of Iron Borates monocrystals, synthesized from solution in melt in the system $\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{PbO} - \text{PbF}_2$. To that purpose, the sensitive DTA device is developed and made. The results of DTA are confirmed a probe method.

Key words: differential thermal analysis, Iron Borate, synthesis of the crystals.

Поступила в редакцію 24.01.2010 г.

УДК 539.1.075, 621.317.745

ПРОСТОЙ УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Евдокимов С.В., Яценко А.А., Яценко А.В.

*Таврический Национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lab2@crimea.edu*

Описан прецизионный дифференциальный электрометрический усилитель, имеющий существенные преимущества по сравнению со специализированными устройствами промышленного изготовления в случае использования измерительных резисторов с сопротивлением менее 2 ГОм. Чувствительность определяется в основном шумом измерительных резисторов, а само устройство может быть использовано для измерения медленно меняющихся токов с точностью до 1 фА.

Ключевые слова: сегнетоэлектрик, электрометрия, термоэлектрический модуль.

Исследование пирозлектрических и фотогальванических свойств сегнетоэлектрических материалов связано с измерением слабых ($10^{-15} \div 10^{-9}$)А медленно (и, обычно, непериодически) меняющихся токов, возникающих при изменении температуры или освещении образца. Для проведения таких измерений обычно используются промышленные электрометрические вольтметры, например, типа Keithley 6517 [1], электрометрические усилители У5-11 и т.п. Однако при проведении длительных измерений в широком температурном диапазоне применение подобной аппаратуры сопряжено с определенными экспериментальными трудностями и далеко не всегда оправданно.

Одним из условий корректного выполнения прямых пирозлектрических измерений является необходимость проведения эксперимента при малых скоростях изменения температуры образца (до 0.05 К/мин) в течение длительного времени [2]. Это условие предполагает не только высокую чувствительность измерительного устройства, но и хорошую долговременную стабильность. Более того, наличие собственной электрической проводимости исследуемого объекта в большинстве случаев приводит к необходимости уменьшения входного (измерительного) сопротивления электрометрического усилителя [3] и невозможности реализации предельных параметров промышленных приборов.

Рассматривается дифференциальный электрометрический усилитель, который при использовании измерительных резисторов суммарным сопротивлением менее 2 ГОм имеет ряд преимуществ по сравнению с устройствами, использующими специализированные операционные усилители (ОУ) с фемтоамперными токами смещения $I_{см}$ (INA116, LMC6001, AD515, OPA129 и др.).

Принципиальная схема измерительной части устройства приведена на рис.1. Основой схемы является классический инструментальный усилитель с применением двоярного ОУ M_1 с малым входным током и прецизионного ОУ M_2 . Такая схема обеспечивает эффективное подавление синфазной помехи [4], поэтому при выполнении

условия $R_1 \cdot I_{см1} \cong R_2 \cdot I_{см2}$ влияние токов смещения и их температурный дрейф также частично компенсируются. Понижение напряжения питания ОУ существенно уменьшает $I_{см}$ большинства типов ОУ с полевыми транзисторами (ПТ) на входе [5], поэтому для M_1 было выбрано $U_{пит} \pm 5.0$ В.

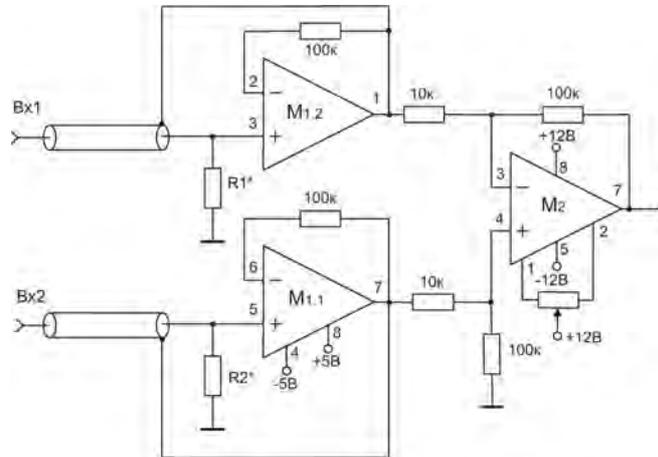


Рис. 1. Принципиальная схема электрометрического усилителя. M_1 - AD648; M_2 – 140УД17А. Резисторы R_1 и R_2 – типа С3-10А, остальные – типа С2-31.

Нами была проведена экспериментальная проверка параметров двояных ОУ с ПТ на входе типов 574УД2, LF412, TL062 и AD648 (партии от 10 до 20 экземпляров), на основании которой предпочтение было отдано AD648. Оказалось, что у трети микросхем этого типа при температуре окружающей среды $+22^\circ\text{C}$ и $U_{пит} = \pm 5.0$ В разность токов смещения $\Delta I_{см}$ неинверсных входов двух ОУ, входящих в микросхему, не превышает 50 фА. Измерения проводились методом интегрирования входного тока ОУ [4]. Температурный дрейф напряжения смещения $U_{см}$ ОУ микросхем, попадающих в эту группу, при $U_{пит} = \pm 5.0$ В отличался не более чем на 1 мкВ/ $^\circ\text{C}$, а температурные зависимости $\Delta I_{см}$ трех типичных экземпляров микросхем из выделенной группы приводятся на рис.2.

На рис.3 представлены зависимости приведенного ко входу температурного дрейфа устройства (с учетом температурного дрейфа $I_{см}$), выполненного с использованием этих же экземпляров микросхем AD648 от общего входного сопротивления $R_{вх} = R_1 + R_2$ при $T = 23^\circ\text{C}$. Видно, что при $R_{вх} \leq 2$ ГОм и $T = 23^\circ\text{C}$ предложенное устройство имеет существенные преимущества перед специализированным электрометрическим ОУ типа INA116 и электрометрическим вольтметром Keithley 6517А с гарантированным производителями температурным дрейфом напряжения смещения 10 мкВ/ $^\circ\text{C}$.

Дополнительное улучшение долговременной стабильности данного устройства может быть достигнуто активным термостатированием. Применение простых схем компенсационного типа [5] эффективно только при малых ($\pm 2^\circ\text{C}$) изменениях температуры окружающей среды, т.к. входные токи ОУ с ПТ на входе имеют нелинейную зависимость от температуры (рис.2). В качестве активного

термостатирующего элемента нами был применен термоэлектрический модуль (ТЭМО) типа CP1.0-71-05L фирмы Rubezh Engineering Co. LTD (Россия, С.-Петербург). Плата инструментального усилителя и измерительные резисторы расположены внутри пенопластового термостата с внутренним объемом 15 см³ и не имеют непосредственного термического контакта с размещенным там же медным радиатором активной поверхности ТЭМО. Для исключения появления на радиаторе активной поверхности ТЭМО водяного конденсата её температура была выбрана равной 16°C.

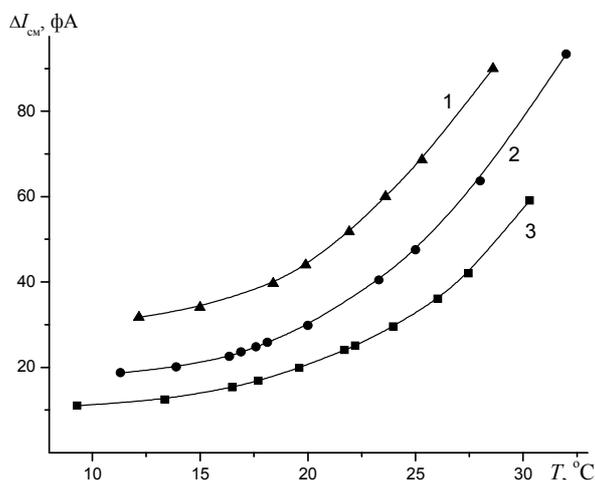


Рис. 2. Зависимость разности токов смещения $\Delta I_{см}$ неинвертирующих входов ОУ, входящих в состав ИМС AD648 (три экземпляра из отобранной группы) от температуры окружающей среды.

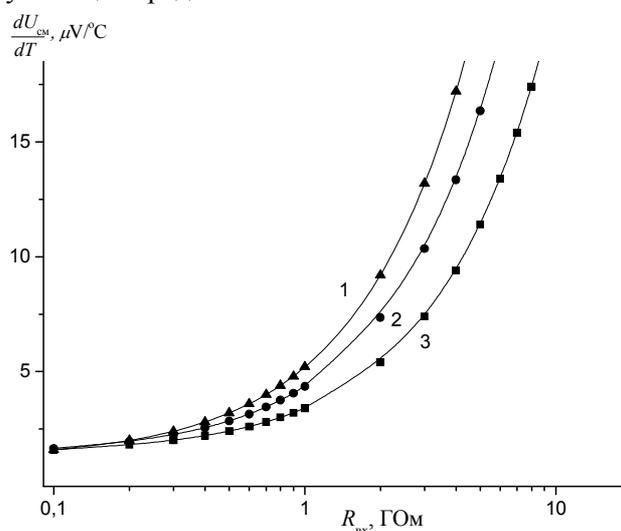


Рис. 3. Зависимости приведенного ко входу температурного дрейфа напряжения смещения от входного сопротивления устройства, выполненного на тех же экземплярах ОУ при $T=22^\circ\text{C}$.

Схема управления ТЭМО (рис.4) включает в себя датчик температуры (последовательно включенные переходы эмиттер-база транзисторов $T_1 \div T_4$, закрепленных на радиаторе активной поверхности ТЭМО), регулируемый источник опорного напряжения на ЦАП M_1 , дифференциальный усилитель M_2 , пропорционально-интегральный регулятор на ОУ M_3 и усилитель мощности на ОУ M_4 и транзисторах T_7, T_8 . Температура внутри термостата дискретно задается установкой цифрового кода на входах M_1 , а точная подстройка температуры осуществляется резистором R_1 .

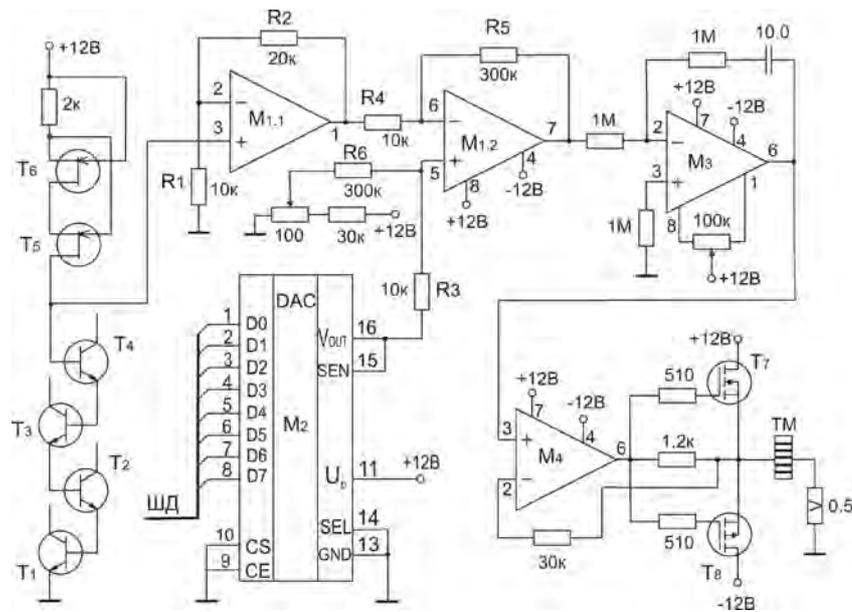


Рис. 4. Схема управления ТЭМО. $T_1 \div T_4$ – КТ315Б; T_5, T_6 – 504НТ2; T_7 – IRF530; T_8 – IRF9530; M_1 – LM358; M_2 – AD558J; M_3 – 544УД1; M_4 – 140УД6; резисторы $R_1 \div R_6$ – типа С2-31; ТМ - СР1.0-71-05L.

Время установки температуры внутри термостата с точностью 0.2°C при температуре окружающей среды 25°C составляет 11 мин., а долговременная нестабильность при отсутствии резких колебаний температуры помещения не превышает $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Как видно из рис.2, такая нестабильность соответствует изменению $\Delta I_{\text{см}}$ менее, чем на ± 0.2 фА для всех экземпляров ОУ из отобранной группы.

Приведенная ко входу среднеквадратичная спектральная плотность тока шумов в основном определяется шумом измерительных резисторов и её измеренное значение при $R_{\text{вх}} = 2.0$ ГОм составляет 3.9 фА/ $\sqrt{\text{Гц}}$. Для последующей обработки полезного сигнала используется дополнительный прецизионный усилитель с дискретно регулируемым коэффициентом усиления и напряжением смещения и активный фильтр Баттерворта 3-го порядка (на схеме не показаны) с дискретно

регулируемой в пределах $(0.1 \div 10)$ Гц частотой среза.

Все преимущества данного устройства в полной мере реализуются при исследовании пьезоэлектрических или фотогальванических свойств, а также эффекта Холла в диэлектрических материалах, так как электроды, нанесенные на исследуемый кристалл, подключаются к обоим входам электрометрического усилителя. При исследовании вольтамперных характеристик диэлектрических материалов у данного усилителя используется только один из входов, а второй выполняет роль источника компенсирующего сигнала, поэтому при сохранении величины собственного температурного дрейфа для той же ширины полосы пропускания будет наблюдаться некоторое ухудшение ОСШ. Электрометрические усилители, выполненные по данной схеме, успешно эксплуатируются в составе автоматизированной установки для исследования электрических свойств сегнетоэлектрических материалов.

Примененный комплекс схемотехнических решений позволяет при использовании во входном каскаде электрометрического усилителя сдвоенного ОУ типа LMC6042 и увеличении сопротивления измерительных резисторов резко повысить чувствительность устройства (вплоть до 10^{-16} А) при сохранении долговременной стабильности, отвечающей такой точности.

Список литературы

1. Costache M. Investigations of pyroelectric properties of pure and alanine doped TGS crystals / M. Costache, I. Matei, L. Pintilie, H.V. Alexandru, C. Berbecaru // J. Optoelectronics and adv. Materials. – 2001. – V. 1. – с. 75-81.
2. Евдокимов С.В. Аномалии пьезоэлектрических свойств кристаллов LiNbO_3 конгруэнтного состава / С.В. Евдокимов, Р.И. Шостак, А.В. Яценко // ФТТ. – 2007. – Т. 49, № 10. – с. 1866.
3. Милов Е.В. Пьезоэлектрический эффект и спонтанная поляризация в высокотемпературном сегнетоэлектрике LaVGeO_5 / Е.В. Милов, Б.А. Струков // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 3. – с. 495-498.
4. Титце У. Полупроводниковая схемотехника / У. Титце, К. Шенк. – М.: Мир, 1982. – 512 с.
5. Курчанинов Л.Л. Электрометрический усилитель / Л.Л. Курчанинов, В.В. Сушков, Р.С. Шувалов // ПТЭ. – 1990. - № 1. – с. 138-139.
6. Антоненко В.И. Термостабильный электрометрический измеритель постоянного тока на операционном усилителе К544УД1А / В.И. Антоненко // ПТЭ. – 1990. - № 6. – с. 115-117.

Яценко А.В. Простой усилитель для пьезоэлектрических измерений / С.В. Евдокимов, А.А. Яценко, А.В. Яценко // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. 1. – С. 125-130.

Описано прецизійний диференціальний електрометричний підсилювач, який має суттєві переваги у порівнянні з спеціалізованими пристроями промислового вироблення у разі використання вимірювальних резисторів з опором менш ніж 2 ГОм. Чутливість визначається переважно шумом вимірювальних резисторів, а сам пристрій може бути використаний для вимірювань повільно змінюючихся струмів з точністю до 1 фА.

Ключові слова: сегнетоелектрик, електрометрія, термоелектричний модуль

Yatsenko A.V. Simple amplifier for pyroelectric measurements / S.V. Yevdokimov, A.A. Yatsenko, A.V. Yatsenko // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. 1. – P. 125-130.

Precision differential electrometric amplifier is described, which have sufficient preferences in comparing to specialized manufactured devices in the case of exploiting of reference resistors with resistance less than 2 GOhm. Sensitivity of this device is limited by the noise of the reference resistors, and the device can be used for the measurements of the slowly changed currents with accuracy up to 1 fA.

Key words: ferroelectric, electrometry, thermoelectric module

Поступила в редакцию 11.12.2009 г.

УДК 621.3.014.4:621.313.33'313.282

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНОГО АСИНХРОННОГО ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ С ГЛАДКИМ СТАТОРОМ ИЗ УСЛОВИЯ МАКСИМУМА ПУСКОВОГО УСИЛИЯ

Стадник И.П., Филиппов Д.М.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, г. Симферополь
E-mail: Intelc@ukr.net*

С использованием разработанной методики, основанной на методе интегральных уравнений, проведены численные расчеты тягового усилия линейного асинхронного электродвигателя с гладким статором в режиме тормоза. Произведена оптимизация параметров линейного асинхронного электродвигателя с гладким статором из условия максимума пускового усилия.

Ключевые слова: линейный асинхронный электродвигатель, пусковое усилие, вихревые токи, интегральные уравнения.

ВВЕДЕНИЕ

Для эффективного проектирования электротехнических устройств (например, линейных асинхронных электродвигателей (ЛАЭД)) необходимо производить расчет электромагнитного поля в этих устройствах и осуществлять оптимизацию их параметров. При выборе метода расчета указанного поля приходится руководствоваться одним из двух критериев: это быстрота и точность. Быстрота достигается за счет введения дополнительных допущений и пренебрежений физическими процессами, протекающими в рассматриваемых устройствах. Методы, отвечающие этому критерию, получили название методов быстрого проектирования. К таким методам относится, например, метод детализированных схем замещения (МДСЗ) [1, 2].

Наибольшую точность моделирования электромагнитного поля любых электротехнических устройств можно достичь с помощью так называемых полевых методов. К таким методам относятся метод конечных элементов (МКЭ) [3], комбинированный метод конечных и граничных элементов (КМКиГЭ) [4], метод интегральных уравнений (ИУ) [5].

Из всех перечисленных выше методов мы выделяем метод ИУ, поскольку, на наш взгляд он обладает рядом преимуществ. Метод ИУ с одной стороны является гораздо более точным, чем МДСЗ, с другой стороны, более экономичным, чем МКЭ или КМКиГЭ, поскольку, в отличие от них, метод ИУ требует отыскания решения лишь в той области, в которой протекают вторичные токи (вихревые и микротоки).

На рис.1. представлена модель ЛАЭД с гладким статором. Конструкция ЛАЭД представляет собой совокупность пяти массивных ферромагнитных проводников, два из которых являются неподвижными и образуют собой статор. На его

внутренней поверхности сосредоточена трехфазная обмотка в виде двух тонких токовых настилов, плотность тока в которых меняется по закону:

$$j_4 = j_5 = \frac{j_m}{2} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right). \quad (1)$$

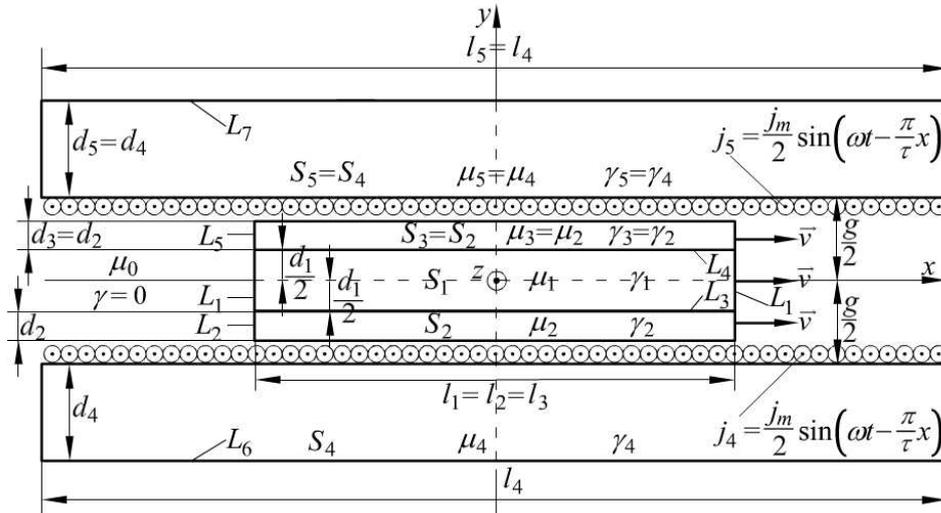


Рис.1. Модель ЛАЭД с гладким статором.

Между токовыми настилами расположен вторичный элемент (ВЭ), состоящий из трех жестко соединенных проводников. ВЭ совершает прямолинейное и равномерное движение со скоростью v в направлении оси x . Размер ЛАЭД в направлении оси z существенно больше других размеров. Магнитная проницаемость и удельная проводимость каждого ферромагнитного проводника считаются постоянными.

1. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНО ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКОВ ПРОВОДИМОСТИ И ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ МИКРОТОКОВ

Для определенности, примем нумерацию ферромагнитных проводников электромагнитной системы ЛАЭД в соответствии с индексами удельных проводимостей γ_r ($r = 1, 2, \dots, 5$), магнитных проницаемостей μ_r ($r = 1, 2, \dots, 5$) и поперечных сечений S_r ($r = 1, 2, \dots, 5$), указанных на рис.1. Также будем использовать обозначение:

$$v_r = \begin{cases} v, & \text{если } r = 1, 2, 3; \\ 0, & \text{если } r = 4, 5. \end{cases} \quad (2)$$

В [5] из закона Ома получено ИУ относительно комплексных амплитуд проекций на ось z объемной плотности токов проводимости и поверхностной плотности микротоков. Это уравнение имеет вид:

$$\dot{\delta}_r(M) = \frac{\gamma_r}{2\pi} \sum_{k=1}^n \mu_k \int_{S_k} \dot{\delta}_k(N) F(M, N) dS_N + \frac{\gamma_r \mu_0}{2\pi} \int_L \dot{j}(N) F(M, N) dL_N + \dot{G}(M). \quad (3)$$

В формуле (3): $F(M, N) = K f_r$; $\dot{G}(M) = K \dot{g}_r$; $K \dot{\phi} = \dot{\phi} - \frac{1}{S_k} \int_{S_k} \dot{\phi} dS$; ($\dot{\phi}$ - некоторая комплекснозначная функция); $f_r = -i\omega \ln \frac{1}{r_{MN}} + \nu_r \frac{(\vec{r}_{NM}, \vec{e}_x)}{r_{NM}^2}$;

$\dot{g}_r = -i\omega \gamma_r \dot{A}_0(M) - \gamma_r \nu_r \frac{\partial \dot{A}_0}{\partial x}(M)$; $r = 1, 2, \dots, n$; $\dot{A}_0(M)$ — комплексная амплитуда проекции на ось z векторного потенциала первичного магнитного поля; r_{MN} — расстояние между точками M и N ; $\dot{\delta}_r(M)$ — комплексная амплитуда проекции на ось z плотности токов проводимости (вихревых токов) на сечении r -го проводника S_r ; $\dot{j}(N)$ — комплексная амплитуда проекции на ось z поверхностной плотности микротоков на границе L между ферромагнетиками.

ИУ (3) устанавливает связь между неизвестными функциями $\dot{\delta}$ и \dot{j} . Для отыскания поверхностной плотности тока \dot{j} воспользуемся методом СЛАУ, разработанным в [6]. Как показано в статье [6] этот метод является наиболее эффективным при отыскании поверхностной плотности микротоков.

2. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СЛАУ ДЛЯ ОТЫСКАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА \dot{j}

Границу L электромагнитной системы ЛАЭД разобьем на малые отрезки $N^{(L)}$
 $L = \bigcup_{i=1} \Delta L_i$. Каждый такой отрезок охватим замкнутым контуром, и запишем для него закон полного тока в интегральной форме. Будем полагать, что искомая функция $\dot{j}(Q)$ ($Q \in L$) в пределах каждого отрезка разбиения меняется по линейному закону:

$$\dot{j}_i(Q) = \dot{j}_i(x') = \frac{\dot{j}_i^{(к)} - \dot{j}_i^{(н)}}{\Delta L_i} x' + \frac{\dot{j}_i^{(к)} + \dot{j}_i^{(н)}}{2}, \quad i = 1, 2, \dots, N^{(L)}, \quad (4)$$

где x' - координата в локальной системе координат, связанной с отрезком ΔL_i ; $\dot{j}_i^{(н)}$ и $\dot{j}_i^{(к)}$ значения искомой функции соответственно в начале и конце отрезка ΔL_i .

Сечение всех проводников $S = \bigcup_{r=1}^5 S_r$ разобьем на малые прямоугольные площадки

$$S = \bigcup_{i=1}^{N^{(S)}} \Delta S_i, \text{ в пределах каждого из которых будем считать, что функция } \dot{\delta}_r(M)$$

принимает постоянное значение $\dot{\delta}_i$ ($i=1,2,\dots,N^{(S)}$). Если число отрезков разбиения равно $N^{(L)}$, а число площадок разбиения равно $N^{(S)}$, то мы будем иметь $2N^{(L)}$ линейных алгебраических уравнений относительно $2N^{(L)} + N^{(S)}$ комплексных неизвестных.

Чтобы замкнуть систему уравнений получим недостающие $N^{(S)}$ уравнений из ИУ (3). Для этого образуем систему точек $\{M_i\}$, центральных для площадок разбиения ΔS_i ($i=1,2,\dots,N^{(S)}$). В каждой точке набора $\{M_i\}$ запишем ИУ (3), полагая, что в его правой части функция $j(N)$ имеет вид (4), а функция $\dot{\delta}(N)$ является ступенчатой, то есть $\dot{\delta}(N) = \dot{\delta}_i$, если $N \in \Delta S_i$ ($i=1,2,\dots,N^{(S)}$).

Таким образом, получаем следующую СЛАУ:

$$\begin{cases} \sum_{l=1}^{N^{(S)}} A_{il} \dot{\delta}_l + \sum_{l=1}^{N^{(L)}} C_{il} j_l^{(h)} + \sum_{l=1}^{N^{(L)}} \tilde{C}_{il} j_l^{(k)} = \dot{D}_i, & i=1,2,\dots,N^{(S)}; \\ \sum_{l=1}^{N^{(S)}} A'_{il} \dot{\delta}_l + \sum_{l=1}^{N^{(L)}} C'_{il} j_l^{(h)} + \sum_{l=1}^{N^{(L)}} \tilde{C}'_{il} j_l^{(k)} = \dot{D}'_i, & i=1,2,\dots,N^{(L)}; \\ \sum_{l=1}^{N^{(S)}} A''_{il} \dot{\delta}_l + \sum_{l=1}^{N^{(L)}} C''_{il} j_l^{(h)} + \sum_{l=1}^{N^{(L)}} \tilde{C}''_{il} j_l^{(k)} = \dot{D}''_i, & i=1,2,\dots,N^{(L)}. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь коэффициенты A_{il} , C_{il} , \tilde{C}_{il} и \dot{D}_i определяются из ИУ (3). Коэффициенты A'_{il} , C'_{il} , \tilde{C}'_{il} , \dot{D}'_i , A''_{il} , C''_{il} , \tilde{C}''_{il} и \dot{D}''_i определяются в соответствии с принципом, изложенном в [6].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЛАЭД

Оптимизацию параметров ЛАЭД осуществим на основе расчета пускового усилия. Целью оптимизации является получение максимального значения рассчитываемого усилия, путем изменения свойств материалов всех ферромагнитных проводников, а также толщин проводников, образующих ВЭ.

Тяговое усилие ЛАЭД рассчитываем по формуле:

$$F_x(t) = -\frac{1}{\mu_0} \sum_{k=1}^3 \mu_k \int_{S_k} \delta_k(P,t) B_y(P,t) dS_P - \int_{L^*} j(P,t) B_y(P,t) dL_P. \quad (6)$$

В формулу (6) вошли мгновенные значения плотностей токов $\dot{\delta}_k(P)$ и $\dot{j}(P)$, а также проекции на ось y вектора магнитной индукции $\dot{B}_y(P)$, создаваемой токами статора и первичными токами; L^* - общая длина всех границ ВЭ ($L^* = L_1 + \dots + L_5$).

Ниже приведены результаты расчета сил по формуле (6) для момента $t = 0$.

Было рассмотрено семь вариантов конструкции ЛАЭД. Эти варианты отличаются друг от друга электрическими и магнитными свойствами ферромагнитных проводников. Параметры электромагнитной системы ЛАЭД для каждого варианта представлены в табл.1. Одинаковыми для всех вариантов являются характеристики тока обмотки: $j_m = 10^5$ (А/м), $\omega = 100\pi$ (с⁻¹), $\tau = 25$ мм.

Таблица 1

Фиксированные параметры электромагнитной системы ЛАЭД

№	Электромагнитные параметры						Геометрические параметры				
	γ_4	γ_2	γ_1	μ_4	μ_2	μ_1	d_4	d_2	l_4	l_2	$g - d_1$
	$\times 10^7 \cdot 1 / (\text{Ом} \cdot \text{м})$			$\times 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м			мм				
1	0	-	5,99	1000	-	1	25	0	150	100	1,2
2	0,11	-	5,99	1000	-	1	25	0	150	100	1,2
3	0	-	3,77	1000	-	1	25	0	150	100	1,2
4	0,11	-	3,77	1000	-	1	25	0	150	100	1,2
5	0	-	1	1000	-	1000	25	0	150	100	1,2
6	0	5,99	1	1000	1	1000	25	0,345	150	100	1,89
7	0	3,77	1	1000	1	1000	25	0,460	150	100	2,12

На рис.2 представлены зависимости пускового усилия от толщины ВЭ для вариантов с 1 по 5.

На рис.3 представлены зависимости пускового усилия от толщины ВЭ для вариантов 1, 3, 6 и 7.

Из рисунков 2 и 3 видно, что все полученные зависимости имеют четко выраженные максимумы. Значение этих максимумов будем называть оптимальными усилиями, а соответствующие им абсциссы – оптимальными толщинами ВЭ. Благодаря тому, что зависимости, соответствующие первым пяти вариантам построены в общей системе координат, можно увидеть, как влияет уменьшение проводимости ВЭ на величину оптимального усилия и оптимальной толщины.

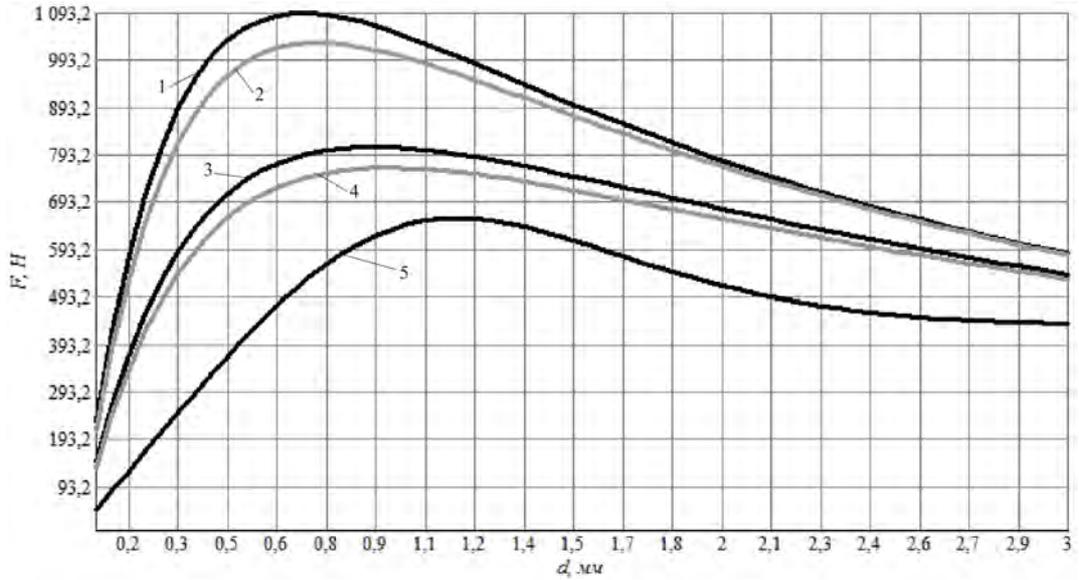


Рис.2. Зависимость пускового усилия ЛАЭД от толщины ВЭ для вариантов 1, 2, 3, 4 и 5.

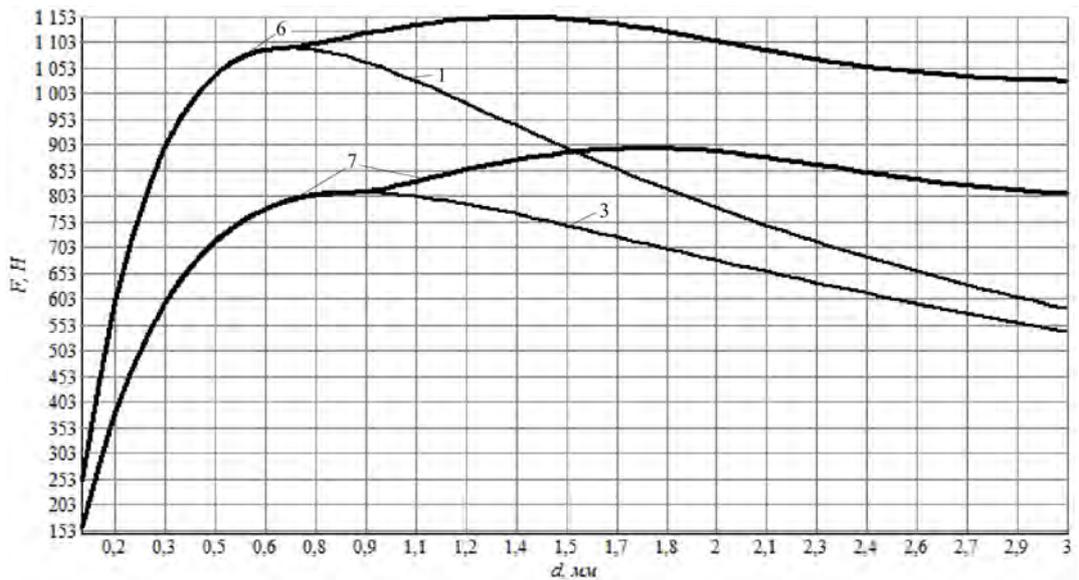


Рис.3. Зависимость пускового усилия ЛАЭД от толщины ВЭ для вариантов 1, 3, 6 и 7.

Также имеет практическое значение оценка влияния на усилие шихтованности статора. Вообще говоря, чем меньше проводимость статора, тем выше усилие. При неизбежном нагреве нешихтованного статора, его проводимость станет меньше

значения, использованного в расчетах, поэтому приведенные зависимости для вариантов 2 и 4 можно считать нижними оценками.

Графики 6 и 7 рисунка 3 построены следующим образом: сначала толщина стальной сердцевины ВЭ бралась равной нулю, а толщина проводящего слоя увеличивалась до оптимального значения соответствующего данному проводнику, после этого увеличивалась толщина стали. Из графиков рис.3 видно как проявляется преимущество трехслойного ВЭ. Помимо чисто механического увеличения жесткости ВЭ за счет введения стальной сердцевины, наблюдается также увеличение оптимальной толщины трехслойного ВЭ, по отношению к однородному. Виден также прирост оптимального усилия.

ВЫВОДЫ

1. Построена математическая модель ЛАЭД на основании метода ИУ.
2. Для отыскания функции распределения поверхностной плотности микротоков был применен метод СЛАУ, который предполагает использование закона полного тока, записанного в интегральной форме.
3. Произведен расчет пускового усилия ЛАЭД с гладким статором. Проведена оптимизация электромагнитных параметров и геометрических размеров указанного двигателя из условия максимума пускового усилия.
4. Разработанные математическая и численная модели ЛАЭД могут быть использованы при расчете рабочих, механических и иных характеристик двигателя.
5. Результаты оптимизации ЛАЭД могут быть использованы при исследовании асинхронных двигателей вращательного типа.

Список литературы

1. Сарапулов Ф. Н. Математические модели линейных индукционных машин на основе схем замещения : учебное пособие / Ф. Н. Сарапулов, С. Ф. Сарапулов, П. Шымчак. - Екатеринбург : Изд-во УГТУ-УПИ, 2001. - 236 с.
2. Сарапулов Ф. Н. Особенности моделирования линейных асинхронных двигателей с различными обмотками индуктора на основе детализированных схем замещения / Ф.Н. Сарапулов, С.В. Иваницкий, В. В. Гоман // Известия вузов. Электромеханика. – 2009. - №5. – С. 18 – 23.
3. Сидоров О. Ю. Особенности исследования линейного асинхронного двигателя методом конечных элементов / О. Ю. Сидоров, Ф. Н. Сарапулов // Известия вузов. Электромеханика. – 2010. - №1. – С. 17 – 20.
4. Ткачев А. Н. Расчет тяговых характеристик одностороннего линейного асинхронного двигателя комбинированным методом / А. Н. Ткачев, Д. Ю. Тихонов // Вестник ВЭЛНИИ. – 2005. - №1. - С. 30 - 42.
5. Стадник И. П. Метод интегральных уравнений расчета вихревых токов в движущихся протяженных ферромагнитных проводниках с иллюстрацией на линейном асинхронном электродвигателе / И. П. Стадник, Д. М. Филиппов // Техническая электродинамика. - 2010. - №3 – С. 14 - 20.
6. Стадник И. П. Метод СЛАУ расчета статических плоскопараллельных полей в кусочно-однородных средах (вторичные источники: простой слой токов; кусочно-линейная аппроксимация) / И. П. Стадник, Д. М. Филиппов // Техническая электродинамика. – 2008. - №5. - С. 18 - 25.

Стадник І.П. Оптимізація параметрів лінійного асинхронного двигуна з гладким статором з умови максимуму пускового зусилля / І.П. Стадник, Д.М. Філіппов // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 131-138.

З використанням розробленої методики, заснованої на методі інтегральних рівнянь, проведені чисельні розрахунки тягового зусилля лінійного асинхронного двигуна з гладким статором в режимі гальма. Проведена оптимізація параметрів лінійного асинхронного двигуна з гладким статором з умови максимуму пускового зусилля.

Ключові слова: лінійний асинхронний двигун, початкове пускове зусилля, вихрові струми, інтегральні рівняння.

Stadnyk I.P. Optimization of parameters of a linear induction motor with a smooth stator of the maximum condition of the start-up traction / I.P. Stadnyk, D.M. Filippov // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 131-138.

With the developed methodology, based on the method of integral equations, numerical calculations traction linear induction motor with a smooth stator mode brakes. Optimization of parameters of a linear induction motor with a smooth stator from the condition of the maximum start-up traction.

Keywords: linear induction motor, the initial starter force, eddy currents, the integral equation.

Поступила в редакцію 11.04.2010

УДК 524.387

ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД КРОССКОРРЕЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Ляшко Д.А., Ляшко С.Д.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: dlyashko@gmail.com*

Описан алгоритм определения фундаментальных параметров звезд, таких как эффективная температура, логарифм ускорения силы тяжести, скорость вращения и проекция скорости собственного движения на луч зрения. В основу метода положен метод кросс-корреляции наблюдаемых спектров с базой данных синтетических спектров, охватывающей весь диапазон спектральных классов. Описываемая методика позволяет оценить фундаментальные параметры звезды и, в дальнейшем, использовать их как первое приближение для более точного анализа. Также возможно определить принадлежности группы исследуемых звезд к рассеянному звездному скоплению.

Ключевые слова: спектр, эффективная температура, логарифм ускорения силы тяжести, скорость вращения, лучевая скорость, синтетический спектр.

ВВЕДЕНИЕ

Одна из существующих на данный момент проблем современной астроспектроскопии звезд является необходимость одномоментного анализа большого количества наблюдаемых спектров. Наиболее ярко эта проблема проявляется в анализе наблюдений, получаемых на космических обсерваториях: количество исследуемых объектов составляет до миллиардов (GAIA). Менее впечатляющим по объему является анализ наблюдений, получаемым на наземных многоцелевых спектрометрах – сотни и тысячи спектров звезд.

Поэтому сейчас, как никогда, стала острой проблема автоматизации спектральных наблюдений звезд. Разрабатываются мощные программные комплексы, предназначенные для определения фундаментальных характеристик звездных атмосфер путем подгонки теоретических спектров к наблюдаемым спектрам звезд. Однако сформулированная задача является существенно нелинейной и требует знания качественного первого приближения, - т.е. достаточно точной предварительной оценки искомым параметров. Как минимум, прежде чем приступить к нелинейному анализу, нам необходимо распознать принадлежность исследуемой звезды к тому, или иному, спектральному классу, типу переменности и т.п.

Сравнительно недавно нам было предложено участие в проекте исследования звездного населения в ряде рассеянных скоплений Галактики. Наблюдательный материал представлял собой низкодисперсионные ($R \sim 11000$) спектры и ставилась задача разработки метода экспресс-анализа лучевых скоростей звезд, с целью определения принадлежности исследуемых звезд данному скоплению.

Для решения поставленной задачи был использован самый быстрый способ определения лучевых скоростей звезд – кросс-корреляцию наблюдаемых спектров с теоретическими спектрами звезд. В процессе работы было выяснено, что этот подход позволяет также с неплохой точностью оценить ряд фундаментальных характеристик исследуемых звезд – эффективную температуру, ускорение силы тяжести на поверхности звезды и проекцию скорости вращения звезды на луч зрения.

В статье описаны детали разработанного метода и выполнена предварительная оценка точности получаемых результатов по спектрам звезд с хорошо известными значениями фундаментальных характеристик их атмосфер.

1. КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД

Разработанный метод состоит из нескольких этапов:

Первый этап состоит в подготовке базы данных эталонов (template) для кросс-корреляционного анализа. Поскольку мы имели дело со звездами рассеянных скоплений, в качестве эталона достаточно выбрать синтетический спектр, полученный при одном значении металличности звезд. Для более масштабных задач (например, исследование звезд Галактики, GAIA), база данных должна быть расширена за счет как теоретических спектров при разной металличности, так и за счет наблюдаемых спектров "нестандартных" объектов, например, с сильной эмиссией и т.д.

1. создание базы данных синтетических спектров. Для создания базы данных была использована сетка моделей атмосфер Куруча[1]. Из данной базы при помощи программы SynthV [2] были просчитаны синтетические спектры в диапазоне $4450\text{--}5100\text{\AA}$ с шагом 0.05\AA . Для удобства организации поиска база синтетических спектров представлена в виде файла прямого доступа, в котором каждая запись имеет вид:
 - значения потока излучения для всех длин волн
 - значения потока излучения в континууме
 - значения удельных интенсивностей излучения для разных точек диска звезды (для корректного учета вращения звезды)
2. Нормализация на континуум. Предоставленные нам спектры звезд не были нормализованы на континуум. Для нормализации на континуум была применена следующая методика:
 - В первом приближении за точки, принадлежащие непрерывному спектру, принимаем все локальные максимумы. Для того, чтобы крылья линии H_{β} не исказили результат нормализации, участок $4810\text{--}4950\text{\AA}$ исключается из процесса отбора точек.
 - Используя итерационную аппроксимацию полиномом 3 степени, отбираем точки из спектра звезды для проведения континуума.
 - Через полученные точки проводим окончательный полином, который будет являться непрерывным спектром для данного участка (Рис.1.).

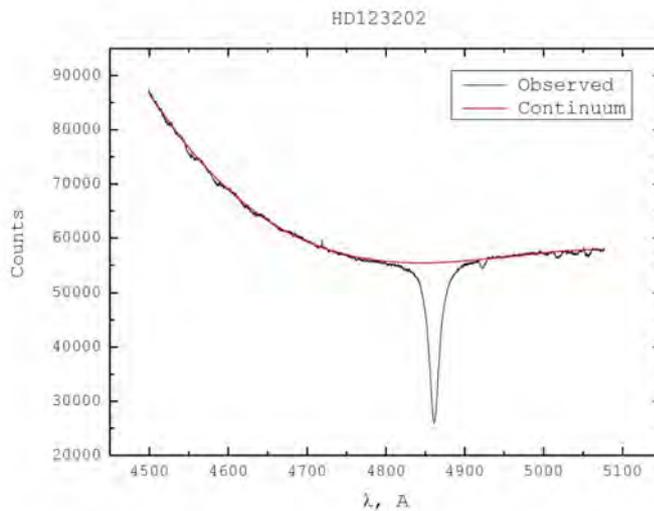


Рис. 1. Проведение непрерывного спектра у звезды HD123202.

Теоретические спектры были свернуты с инструментальным разрешением (инструментальный профиль был представлен функцией Гаусса).

3. Вычисление кросс-корреляционной функции. Для проведения сравнения наблюдаемый спектр интерполируется на равный шаг по длинам волн, и оба спектра переводятся в поле скоростей, согласно эффекту Доплера. Для заданного интервала изменения скоростей вычисляется массив значений кросс-корреляционной функции.

$$ccf(v) = \frac{\sum (R_{obs} \cdot R_{synt})}{\sqrt{\sum R_{obs}} \cdot \sqrt{\sum R_{synt}}},$$

где R_{obs} и R_{synt} соответствующие значения остаточной интенсивности наблюдаемого и синтетического спектров.

В первом приближении сравнение происходит с большим шагом по эффективной температуре (логарифмы силы тяжести и сетка скоростей вращения используются полностью). По результатам сравнения спектры попадают в один из 6 списков по температурам (от меньших к большим), после чего наблюдаемый спектр сравнивается с малым шагом в границах данной категории. По результатам проведения каждого сравнения находится максимум кросс-корреляционной функции (рис.2.).

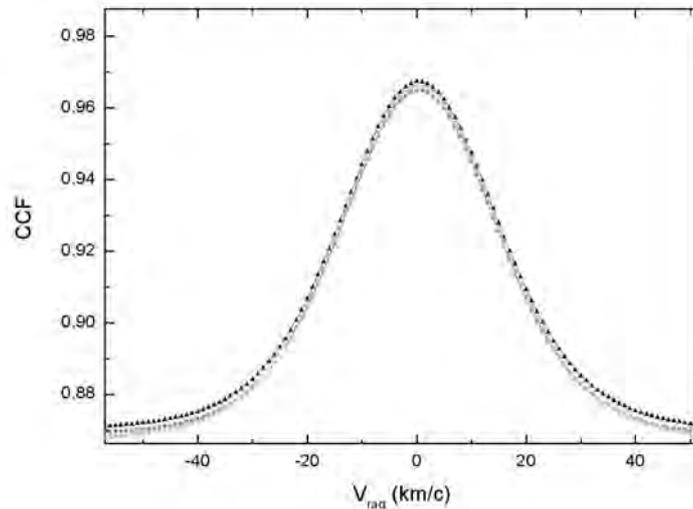


Рис. 2. Вид фрагмента кросскорреляционных функций в диапазоне скоростей от -50 до 50 км/с., полученные для разных синтетических спектров.

Затем из всех результатов выбирается максимальное значение среди максимумов кросскорреляционной функции. По значению этого положения определяем значение лучевой скорости. Значение логарифма силы тяжести принимается равным значению синтетического спектра с лучшим соответствием (рис.3.).

4. Определение основных параметров. Эффективная температура T_{eff} и скорость вращения V_{sin} определяются следующим образом:

- от значения соответствующей величины синтетического спектра с лучшим соответствием берутся по 2 значения влево и вправо (если значения расположены не на краю сетки, уточнения не производится), и просчитываются для них значения максимумов кросскорреляционных функций.
- Найденные значения аппроксимируются полиномом 3 степени.
- максимальное значение аппроксимирующей функции является искомым параметром.

По смещению максимума кросскорреляционной функции определяются значение лучевой скорости согласно эффекту Доплера. Все остальные параметры наблюдаемого спектра принимаются равными параметрам того наблюдаемого спектра, значение максимума кросскорреляционной функции которого было наибольшим.

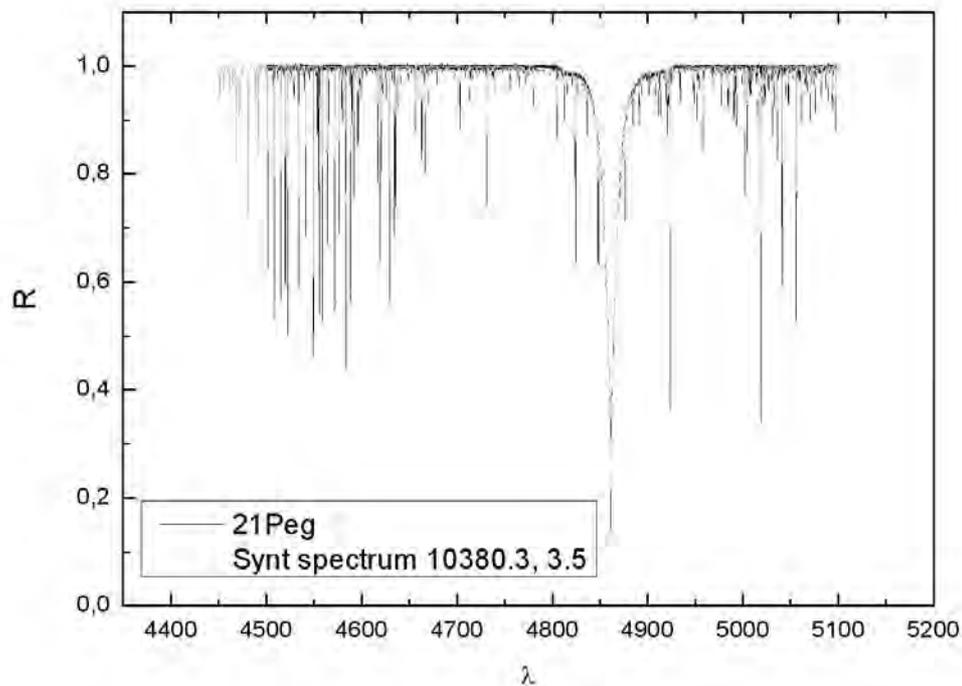


Рис. 3. Результат сравнения спектра звезды 21Peg с синтетическим спектром с параметрами $T_{\text{eff}}=10380.3$ $\lg g=3,5$.

2. АПРОБАЦИЯ МЕТОДА

Для проверки предложенной методики были отобраны спектры звезд 21peg, HD145788 и ρ I Cet, для которых достаточно точно классическими методами были определены эффективная температура и ускорение силы тяжести и другие параметры.[3]. Сравнение полученных параметров показано в Таблице1. Их результатов сравнения видно, что несмотря на очень низкое разрешение исходных спектров, полученные эффективные температуры и ускорения силы тяжести хорошо согласуются с литературными данными. Результаты определения $V \sin i$ видимо находятся на пределе точности методики, хотя для первичной оценки этот результат довольно неплохой

Таблица 1
Сравнение параметров звезд, полученных изложенной методикой с литературными данными

Star	T_{eff}		$\text{Log } g$		$V_{\text{sin}i}$		V_{rad}	
	CCF	Paper	CCF	Paper	CCF	Paper	CCF	Paper
21peg	10380.3	10400	3.50	3.55	1.0	3.76	0,4	0,5
HD145788	9554.7	9750	3.50	3.70	1.0	10	-13.6	-13,9
PI Cet	14268	12800	4.0	3.75	14.25	20.2	7.20	12.5

Разработанная методика была также опробована для определения принадлежности звезд к рассеянным скоплениям. Для небольшого количества звезд были определены скорости при помощи полученных методик подгонки теоретических спектров к наблюдаемым. На рис.4. дан результат сравнения скоростей, полученных обоими методами. Из рис.4. видно, что в диапазоне скоростей от -50 до 100 км/с средняя ошибка составляет 5 км/с. Что является хорошим результатом для спектров с разрешением 11000.

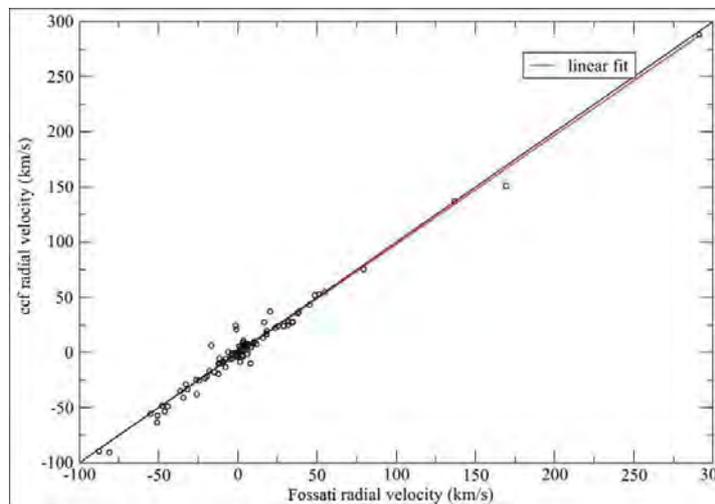


Рис. 4. Результат сравнения скоростей, полученных обоими методами.

ВЫВОДЫ

Предложенная методика позволяет выполнять процесс определения фундаментальных параметров звезд полностью в автоматическом режиме. Диапазон работы программного комплекса зависит от заранее рассчитанной базы данных синтетических спектров, что позволяет использовать данную методику для большого количества астрофизических задач. Получаемая точность определения параметров позволяет использовать их в качестве первого приближения при более детальном анализе астрофизических объектов с использованием более качественного спектрального материала.

Список литературы

1. Kurucz/Grads of model atmospheres/ harvard university -<http://kurucz.harvard.edu/grids.html> – 20.10.2009.
2. Tsybal, V. V. 1996, in Model Atmospheres and Spectral Synthesis, ed. S. J. Adelman, F. Kupka & W. W. Weiss, ASP.
3. L. Fossati. The chemical abundance analysis of normal early A- and late B-type stars / L. Fossati, T. Ryabchikova, S. Bagnulo, E. Alecian, J. Grunhut, O. Kochukhov, and G. Wade // Astronomy and Astrophysics. – 2009 – Volume 503, Issue 3. – pp. 945-962.

Ляшко Д.А. Використання кросскореляційного методу для визначення фундаментальних параметрів зірок / Д.А. Ляшко, С.Д. Ляшко // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 139-145.

Описаний алгоритм визначення фундаментальних параметрів зірок, таких як ефективна температура, логарифм прискорення сили тяжіння, швидкість обертання і проекцію швидкості власного руху на промінь зору. У основу методу покладений метод кросс-кореляції спостережуваних спектрів з базою даних синтетичних спектрів, що охоплює весь діапазон спектральних класів. Описувана методика дозволяє оцінити фундаментальні параметри зірки і, надалі, використовувати їх як перше наближення для точнішого аналізу. Також можливо визначити приладдя групи досліджуваних зірок до розсіяного зоряного скупчення.

Ключові слова: спектр, ефективна температура, логарифм прискорення сили тяжіння, швидкість обертання, променева швидкість, синтетичний спектр.

Lyashko D.A. Use of crosscorrelational method for determination of fundamental parameters of stars / D.A. Lyashko, S.D. Lyashko // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 139-145.

The algorithm of determination of fundamental parameters of stars is described, such as an effective temperature, logarithm of acceleration of gravity, speed of rotation and projection of rate of own movement on the ray of sight. In basis of method the method of cross-correlation of the looked after spectrums is fixed with the base of these synthetic spectrums, wrap-round all of range of spectral classes. The described method allows to estimate the fundamental parameters of star and, in future, utilize them as the first approaching for more exact analysis. It is also possible to define belongings of group of the probed stars to the dissipated star accumulation.

Keywords: spectrum, effective temperature, logarithm of surface gravity, speed of rotation, radial speed, synthetic spectrum.

Поступила в редакцію 18.01.2010 г.

УДК 537.632

**КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ,
ОСАЖДЕННЫХ РЕАКТИВНЫМ ИОННО-ЛУЧЕВЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ**

**Шапошников А.Н.¹, Бержанский В.Н.¹, Прокопов А.Р.¹, Каравайников А.В.¹,
Милюкова Е.Т.¹, Голуб В.О.²**

¹Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: shalex@sf.ukrtel.net

²Институт магнетизма НАН Украины, Киев, Украина
E-mail golub@imag.kiev.ua

Исследованы процессы кристаллизации пленок ферритов-гранатов составов $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ и $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, осажденных на подложки ГГТ, ситалла и пленки SiO_2 . Кристаллизацию осуществляли отжигом в вакууме и на воздухе при атмосферном давлении. Показана возможность кристаллизации пленок с высоким содержанием Bi на SiO_2 через подслои с низким содержанием Bi для создания одномерных магнитофотонных кристаллов.

Ключевые слова: напыленные пленки ферритов-гранатов, кристаллизация, градиентное температурное поле, температура компенсации магнитного момента.

ВВЕДЕНИЕ

Одномерные магнитофотонные кристаллы (1D-MPCs) - структуры, состоящие из немагнитных и магнитных компонент, период которых сравним с длиной волны электромагнитного излучения - являются перспективными средами для создания на их основе таких устройств магнитооптики, как магнитооптические модуляторы, оптические изоляторы, высокочувствительные датчики магнитных полей и других [1-3]. В качестве магнитооптических (МО) слоев в 1D-MPCs, работающих на эффекте Фарадея, используются пленки ферритов-гранатов, обладающие высокими магнитооптическими (удельное фарадеевское вращение) и оптическими (прозрачность) характеристиками в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Классическими структурами одномерных магнитофотонных кристаллов являются так называемые микрорезонаторная структура (резонатор Фабри-Перо) и периодическая мультислойная структура. Микрорезонаторная структура представляет собой одномерный магнитофотонный кристалл, центральной частью которого является МО слой, обрамленный двумя диэлектрическими зеркалами, состоящими из нескольких ячеек одномерного фотонного кристалла. То есть фактически это - фотонный кристалл с магнитооптическим дефектом. Периодическая мультислойная структура - это периодически расположенные слои феррита-граната и диэлектрика.

На рис. 1 [3] представлены поперечные срезы структур конкретного исполнения, полученные в сканирующем электронном микроскопе: микрорезонаторная - $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ (а) и периодическая -

(Bi:YIG/SiO₂)⁵/Bi:YIG (b). Здесь же показаны спектральные зависимости коэффициента пропускания и угла вращения Фарадея этих структур. Уникальными свойствами магнитофотонных кристаллов являются наличие запрещенной зоны в спектрах пропускания и усиление МО эффекта Фарадея на резонансной длине волны в микрорезонаторных кристаллах (рис. 1, а) или на краю запрещенной зоны в периодических кристаллах (рис. 1, б).

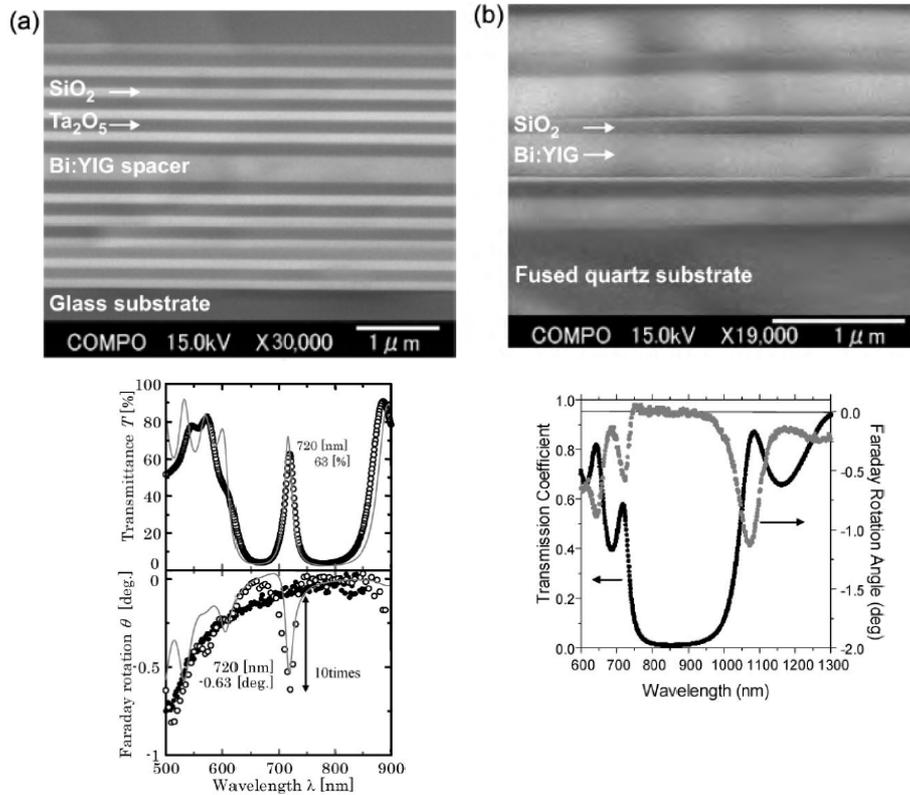


Рис. 1. Микрорезонаторная (Ta₂O₅/SiO₂)⁵/Bi:YIG/(SiO₂/Ta₂O₅)⁵ (а) и периодическая (Bi:YIG/SiO₂)⁵/Bi:YIG (b) структуры 1D-MPCs и их спектральные зависимости коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения [3].

Одним из методов изготовления 1D-MPCs является метод осаждения составляющих слоев из паровой фазы в вакууме. Пленки ферритов-гранатов получают, в основном, такими методами вакуумного осаждения, как реактивное ионно-лучевое и высокочастотное магнетронное распыление, а также импульсное лазерное осаждение [3-5]. Кристаллизацию пленок осуществляют как в процессе осаждения (эпитаксиальное наращивание), так и после его окончания отжигом в вакууме в присутствии кислорода или на воздухе при атмосферном давлении.

В качестве МО слоев в таких структурах обычно используются слои висмут-замещенного железо-иттриевого граната (Bi:YIG) с содержанием Bi не более

1 ат./ф.е. Это обусловлено трудностями осуществления процесс кристаллизации пленок с большим содержанием Bi на слоях SiO_2 , кристаллизация таких пленок возможна лишь на подложках или пленках со структурой граната [6]. Это существенно ограничивает потенциальную возможность получения 1D-MPCs с большим удельным фарадеевским вращением (десятки градусов на микрон в видимой области спектра).

Цель настоящей работы – отработка технологических режимов изготовления пленок ферритов-гранатов разного состава с максимальными значениями угла фарадеевского вращения и коэффициента пропускания для последующего формирования на их основе магнитофотонных кристаллов микрорезонаторного или периодического типов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДЫ

Пленки ферритов-гранатов толщиной 0,08-0,9 мкм получали методом реактивного ионно-лучевого распыления соответствующих мишеней на холодные подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), оптически прозрачного ситалла и на пленки двуокиси кремния SiO_2 в атмосфере чистого аргона и в смеси аргона и кислорода при различных парциальных давлениях [7]. Мишени изготавливались по традиционной керамической технологии. Составы мишеней были следующие:

1. $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$;
2. $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$;
3. $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$;
4. $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$.

Выбор химического состава мишеней определялся необходимостью оптимизации таких характеристик пленок, как величина удельного фарадеевского вращения θ_F , намагниченность насыщения, коэрцитивная сила H_c , температура компенсации T_{comp} и температура Кюри T_C , коэффициент пропускания света K_t , коэффициент прямоугольности петли магнитного гистерезиса K_S .

Кристаллизацию осажденных пленок проводили отжигом в вакууме в градиентном температурном поле, в кварцевой трубчатой печи и с помощью меандрового нагревателя, а также отжигом на воздухе при атмосферном давлении.

Отжиг в вакууме в градиентном температурном поле осуществляли при давлении кислорода 0,5-0,8 Торр с помощью линейного проволочного нагревателя из вольфрама, обеспечивающего в диапазоне температур 500 - 600 °С вдоль длинной стороны пленки от ее центра к краям градиент температуры 50 °С/см (пленка лежала длинной стороной поперек нагревателя). При этом разные части одной и той же пленки размером 12x8 мм кристаллизовались вдоль ее длинной стороны при разных температурах. Это позволяло на одном и том же пленочном образце создавать разные температурные условия и исследовать процесс кристаллизации с помощью минимального количества образцов.

Отжиг в вакууме в кварцевой трубчатой печи и с помощью меандрового нагревателя обеспечивал одинаковую температуру по площади образцов и проводился при давлении кислорода 0,5-0,8 Торр в диапазоне температур от 450 до 600 °С.

Отжиг на воздухе осуществляли при атмосферном давлении в диапазоне температур от 500 до 960 °С.

Химический состав мишеней и осажденных пленок, а также морфологию поверхности пленок исследовали с помощью растрового электронного микроскопа РЭМ-106 со спектрометром энергетической дисперсии ЭДС-1. Магнитооптические характеристики (угол фарадеевского вращения α_F , θ_F , H_c , K_s , T_{comp}) определяли с помощью магнитополяриметра на эффекте Фарадея на длине волны 655 нм по измеренным магнитооптическим петлям гистерезиса (ПГ). Толщину h и показатель преломления n пленок измеряли с помощью поляризационно-интерференционного микроскопа «Biolar PI» по методу двух иммерсий. Измерения на пленках, кристаллизованных в градиентном температурном поле, проводили вдоль линии температурного градиента. Оценку доли гранатовой фазы в пленках проводили по значению θ_F и содержанию висмута. Спектры пропускания пленок в диапазоне длин волн от 400 до 750 нм измеряли спектрофотометром СФ-14. Спектры ФМР измеряли на частоте 9,3 ГГц на спектрометре ЭПР Bruker Elexis E500.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим результаты, полученные при кристаллизации осажденных пленок ферритов-гранатов путем отжига в вакууме. Отметим, что после напыления все исследуемые пленки имели аморфную структуру и не обладали при комнатной температуре заметными магнитными свойствами.

На рис. 2 представлено распределение химического состава и α_F вдоль длинной стороны кристаллизованной пленки $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 600 нм. На верхней горизонтальной шкале рисунка показано распределение температуры вдоль пленки, на вставках - петли гистерезиса, измеренные в соответствующих областях пленки.

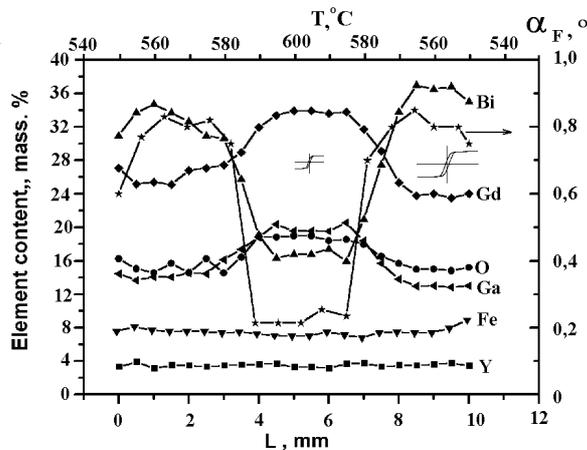


Рис. 2. Распределение химического состава и α_F вдоль длинной стороны кристаллизованной пленки $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 600 нм.

Присутствие Gd и Ga в спектрах обусловлено проникновением электронного луча микроанализатора в подложку. Как видно из рисунка, в центральной части

пленки, в месте ее наибольшего разогрева, наблюдается уменьшение содержания Вi примерно в 2 раза и уменьшение значения α_F примерно в 4 раза по сравнению с краями, что свидетельствует об уменьшении доли гранатовой фазы в этой области. В этом же месте наблюдается рост содержания элементов подложки (Gd и Ga) и кислорода, входящего в состав подложки. Содержание Fe и Y вдоль линии измерений изменялось слабо. Неизменность формы петель гистерезиса и знака α_F вдоль линии измерения говорит о том, что Gd и Ga подложки при нагреве до 600 °C не входят в пленку граната, а рост их содержания в этой области пленки обусловлен уменьшением ее толщины за счет испарения Вi и образованием при разрушении граната фаз с большей удельной плотностью, таких как BiFeO_3 и $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$.

Для пленок состава $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$ наблюдалась более сложная картина: кристаллизация приводила к качественному и количественному изменению состава гранатовой фазы вдоль линии температурного градиента. На рис. 3 представлено распределение химического состава и α_F вдоль длинной стороны кристаллизованной пленки, а на вставках - петли гистерезиса, измеренные в соответствующих областях пленки.

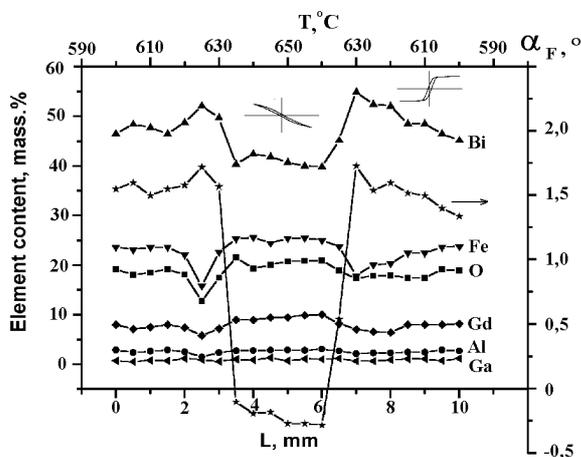


Рис. 3. Распределение химического состава и α_F кристаллизованной пленки $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$ толщиной 900 нм. Масштаб «левой» ПГ в центральной области пленки по α_F увеличен в 3 раза.

По сравнению с пленкой $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ содержание Вi в центральной части пленки $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$ в зоне ее наибольшего разогрева уменьшалось всего лишь на 20 %. В этой же области наблюдалось повышение содержания Gd и кислорода. Характерной особенностью является распределение Fe: оно, как и Gd, распределено в «противофазе» с Вi. Слабый сигнал от Ga и Al не позволил заметить их сколь-нибудь существенного изменения вдоль линии измерения.

Петли гистерезиса в этой области были обратные, характеризовались меньшей интенсивностью и меньшими значениями коэффициента прямоугольности, чем на краях пленки. Это свидетельствует о том, что в зоне наибольшего разогрева происходило образование гранатовой фазы иного по сравнению с окружающими

областями состава, характеризующегося пониженным содержанием Vi и повышенным содержанием Gd . В зонах меньшего разогрева пленки знак α_F соответствовал составу граната с преобладающим содержанием Vi .

Результаты эксперимента по отжигу в градиентном температурном поле были использованы нами при выборе режимов кристаллизации пленок в вакууме в однородном температурном поле отжигом в кварцевой трубчатой печи и с помощью меандрового нагревателя. Однако, отжиг в вакууме позволил нам достичь значений θ_F , не превышающих $-3,1$ и $-2,8$ /мкм для пленок $\text{Vi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Vi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$, соответственно, что было ниже литературных данных для пленок близких составов. По-видимому, это явилось следствием технических сложностей создания в вакуумной камере большего давления кислорода при отжиге. Кроме того, нам не удалось осуществить кристаллизацию МО слоев в вакууме на слоях диэлектриков, в частности на SiO_2 .

Для создания 1D-MPCs с большими значениями θ_F необходимо было решить технологическую задачу кристаллизации МО слоев с большим содержанием Vi (вплоть до чистого железо-висмутового граната $\text{Vi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) на диэлектрических слоях, в частности на SiO_2 . Такая задача была решена нами путем использования в качестве МО слоя двухслойной пленки. Нижний слой, наносимый и кристаллизующийся на SiO_2 , представлял собой пленку с низким содержанием Vi состава $\text{Vi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, на нее наносилась и кристаллизовалась пленка с высоким содержанием Vi состава $\text{Vi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ или пленка состава $\text{Vi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$. Кристаллизация осуществлялась отжигом отдельно каждой из напыленных МО пленок на воздухе при атмосферном давлении. Для выбора оптимального диапазона температур кристаллизации одни и те же образцы пленок $\text{Vi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Vi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$, напыленных на ложки ГТГ, и пленок $\text{Vi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, напыленных на ложки оптического термостойкого ситалла и пленки SiO_2 , кристаллизовались в диапазоне температур от 500 до 960 °С.

На рис. 4 представлены зависимости θ_F от температуры отжига T_o для пленок трех составов. Здесь же показаны петли гистерезиса при некоторых T_o . Как видно из графика на рис. 4, кристаллизация пленок с меньшим содержанием Vi начинается при более высоких температурах (на 50 °С). Максимальные значения θ_F в пленках составов $\text{Vi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Vi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ достигаются при $T_o = 680$ °С и составляют, соответственно $-5,5$ и $-3,5$ %/мкм. Заметим, что для кристаллизации пленок отжигом на воздухе требуются температуры на $80-100$ °С выше, чем при кристаллизации в вакууме.

Дальнейший нагрев пленок обоих составов приводит к уменьшению доли гранатовой фазы в них, а при $T_o > 960$ °С происходит полное разрушение гранатовой фазы в пленках состава $\text{Vi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Особенностью зависимости θ_F от температуры отжига для пленки состава $\text{Vi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ является наличие температуры отжига $T_o = 900$ °С, при которой в пленках наблюдается компенсация магнитного момента при комнатной температуре и соответствующая смена знака θ_F . Это обусловлено, как и при отжиге в вакууме, относительным уменьшением содержания Vi и ростом содержания Gd

при высоких температурах отжига и, возможно, процессами диффузии ионов Al^{3+} по окта- и тетра-подрешеткам граната [7].

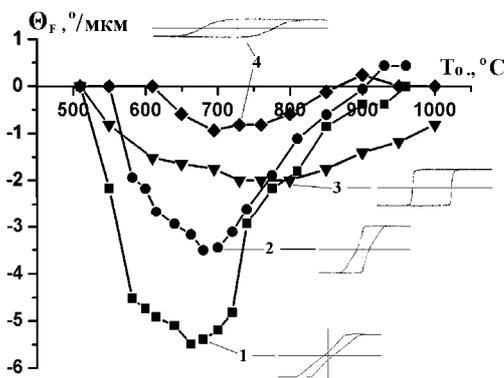


Рис. 4. Зависимость θ_F от температуры отжига образцов составов $Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe_5O_{12}$ (1), $Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O_{12}$ (2) и $Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12}$ (3), напыленных на ГГГ, и $Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12}$, напыленных на ситалл (4).

Пленки состава $Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12}$, напыленные на подложки ГГГ в диапазоне температур отжига от 700 до 800 °С кристаллизуются с образованием слоев с максимальными значениями $\theta_F = -1,9$ °/мкм. Спонтанное зарождение поликристаллической феррит-гранатовой фазы при напылении на подложки ситалла и пленки SiO_2 происходит при $T_0 = 650$ °С, а максимальное значение $\theta_F = -0,9$ °/мкм достигается при $T_0 = 680$ °С.

Таким образом, из представленных данных видно, что оптимальной температурой отжига при кристаллизации пленок всех составов является температура 680 °С.

На рис. 5, 6 представлены зависимости коэрцитивной силы H_c от T_0 для пленок всех трех составов. Видно, что для пленки состава $Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe_5O_{12}$ (рис. 5) H_c уменьшается с ростом T_0 , что обусловлено снятием напряжений в пленке в каждом

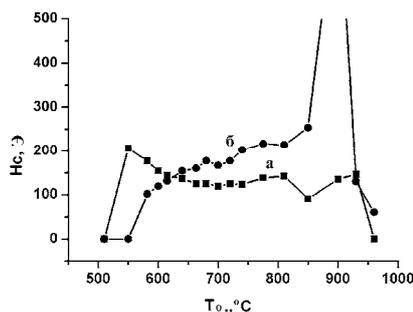


Рис. 5. Зависимость H_c от температуры отжига образцов составов $Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe_5O_{12}$ (а) и $Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O_{12}$ (б), напыленных на подложки ГГГ.

последующем цикле отжига. Рост H_c с ростом T_o для пленки состава $Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O_{12}$ обусловлен, по-видимому, как и в случае кристаллизации в градиентном температурном поле, образованием гранатовой фазы с возрастающим содержанием Gd и увеличивающимся вследствие этого значением T_{comp} . Максимальное значение $H_c = 800$ Э достигается при 900 °С, при такой температуре отжига их T_{comp} лежит вблизи комнатной температуры.

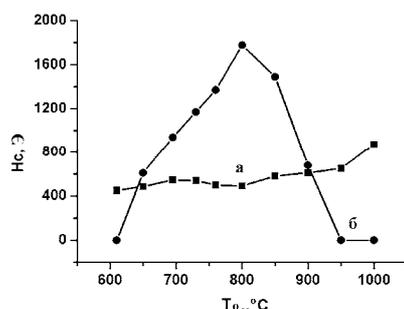


Рис. 6. Зависимость H_c от температуры отжига образцов состава $Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12}$, напыленных на подложки ГТГ (а) и ситалла (б).

Для пленок состава $Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12}$ (рис. 6) наблюдается явно выраженная зависимость H_c от материала подложки. При температурах отжига до 900 °С H_c слабо зависит от T_o для пленки на ГТГ. Для пленки на ситалле зависимость H_c от T_o представляет собой кривую, повторяющую зависимость α_F от T_o , с максимальной $H_c = 1700$ Э при $T_o = 800$ °С. Падение α_F и H_c при $T_o > 800$ °С обусловлено разрушением гранатовой фазы из-за взаимодействия с подложкой ситалла.

Эксперименты по исследованию ФМР в пленках состава $Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O_{12}$, напыленных на ГТГ, позволили сделать заключение об их кристаллической структуре. На рис. 7 представлены азимутальные зависимости интенсивности и ширины линии ФМР при измерении в плоскости пленки, отожженной при 680 °С. Указанные зависимости свидетельствуют о монокристалличности пленок, которая проявляется в кубической симметрии, характерной для плоскости (111) [8, 9]. Подтверждением этому служит и достигнутые максимальные значения $\theta_F = -3,5$ °/мкм в таких пленках. Некоторая асимметрия резонансных характеристик в плоскости пленки связана с возможной разориентацией плоскости (111) относительно нормали к плёнке.

На рис. 8 представлены фотографии поверхностей пленок $Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O_{12}$, напыленных на подложки ГТГ и отожженных при разных температурах. Видно, что на поверхности пленок присутствуют светлые области, количество которых уменьшается с ростом T_o , при этом происходит увеличение θ_F (рис. 4, 2). Согласно данным микроанализа, светлые области обогащены висмутом. Поэтому, рост θ_F и

уменьшение количества светлых областей означает положительную динамику образования гранатовой фазы с высоким содержанием Вi. Уменьшение количества

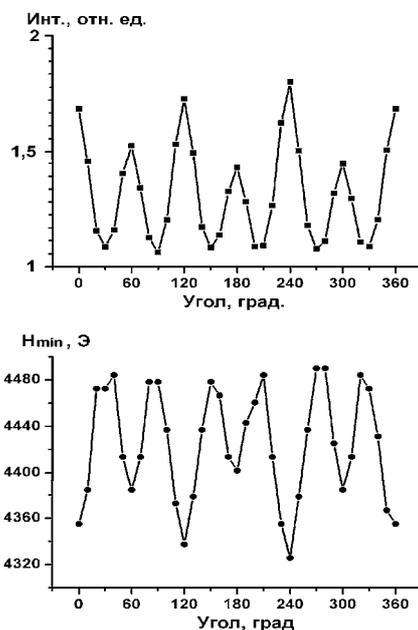


Рис. 7. Зависимости интенсивности линии ФМР (вверху) и резонансного поля (внизу) от азимутального угла при вращении в плоскости пленки $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$, отожженной при 680 °С.

светлых областей после 680 °С с одновременным уменьшением θ_F может быть обусловлено, как и в случае кристаллизации в вакууме, началом образования гранатовой фазы иного состава, характеризующегося пониженным содержанием Вi и повышенным содержанием Gd.

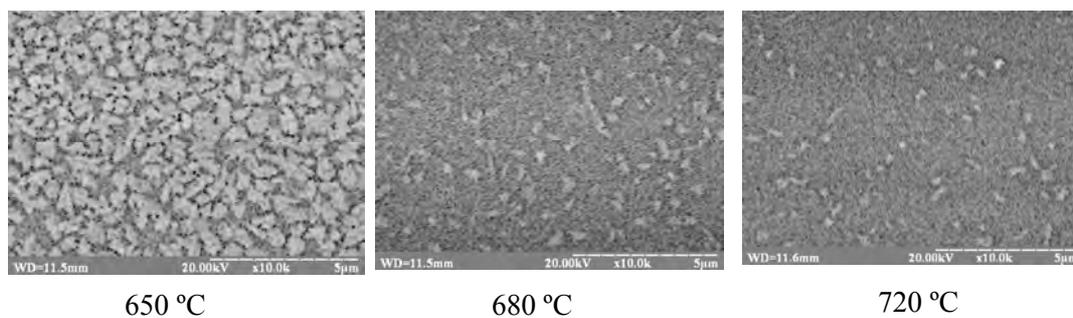


Рис. 8. Поверхности пленок $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$, напыленных на подложки ГТГ и отожженных при разных температурах.

После нахождения оптимальных режимов осаждения и кристаллизации магнитооптических слоев изготавливались следующие трехслойные структуры:

- 1) ситалл/SiO₂/Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂/Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂;
- 2) ситалл/SiO₂/Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂/Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O₁₂.

Все слои осаждались на холодные подложки. Слой Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂ после напыления на слой SiO₂ кристаллизовался на воздухе при атмосферном давлении при T₀ = 680 °С в течение 20 мин. Затем на него наносился слой Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ или Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O₁₂ и кристаллизовался при тех же условиях.

ПГ пленок Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂ на ситалле, Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ на ГГГ и структуры ситалл/SiO₂/Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂/Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ представлены на рис. 9. ПГ структуры (рис. 9, в) схожа с ПГ однослойной пленки Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ (рис. 9, б) и не проявляет никаких признаков разделения на слои, что свидетельствует о том, что ферримагнитные слои в структуре связаны обменным взаимодействием.

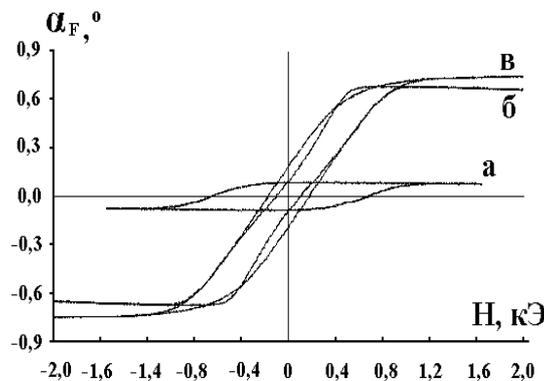


Рис. 9. ПГ пленок Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂ на ситалле (а), Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ на ГГГ (б) и структуры ситалл/SiO₂/Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂/Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ (в).

Для пленок Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂ и Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ α_F составил -0,1 и -0,70°, соответственно. Это соответствует значениям θ_F -1,1 и -4,8 °/мкм. Для структуры ситалл/SiO₂/Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂/Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ α_F = -0,80°, что соответствует θ_F = -3,8 °/мкм. Это ниже, чем для одиночного слоя Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂, нанесенного на подложку ГГГ (-4,8 °/мкм).

Для структуры ситалл/SiO₂/Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂/Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O₁₂ θ_F составил -3,0 °/мкм, что также несколько ниже, чем для одиночного слоя Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O₁₂ на подложке ГГГ (-3,5 °/мкм). Уменьшение θ_F структуры по сравнению с θ_F отдельных слоев Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe₅O₁₂ или Bi_{1,5}Gd_{1,5}Fe_{4,5}Al_{0,5}O₁₂ на ГГГ происходит за счет слоя Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O₁₂ с малым значением θ_F.

ВЫВОДЫ

1. Исследованы условия кристаллизации магнитоактивных компонентов магнитофотонных кристаллов, получаемых методом реактивного ионно-лучевого распыления на монокристаллическую (ГГГ), поликристаллическую (ситалл) и аморфную (SiO_2) подложки. Показано, что на подложках ГГГ кристаллизация пленок происходит в виде монокристаллических слоев.

2. Показано, что наивысшие значения удельного фарадеевского вращения в структуре ситалл/ SiO_2 /МО слой могут быть реализованы путем использования в качестве МО слоя двухслойной пленки из последовательно осаждаемых и кристаллизуемых пленок феррита-граната с низким и высоким содержанием висмута. Определены оптимальные условия синтеза таких структур: режимы напыления, температура, длительность и атмосфера кристаллизации.

3. Показано, что в пленках ферритов-гранатов с Bi, Gd, Al-замещениями на подложках ГГГ посредством изменения температуры отжига можно управлять значением температуры магнитной компенсации, а, следовательно, и соответствующими магнитными параметрами.

Список литературы

1. Magnetophotonic crystals – a novel magneto-optic material with artificial periodic structures / M. Inoue, H. Uchida, K. Nishimura, P.B. Lim // J. Mater. Chem. – 2006. – V. 16. – P. 678–684.
2. Properties of one-dimensional magnetophotonic crystals for use in optical isolator devices / H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama et al. // IEEE Trans. Magn. – 2002. – V. 38, No. 5. – P. 3246-3248.
3. Magnetophotonic crystals / M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – V. 39. – P. R151–R161.
4. Magnetic properties of $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ garnet / T. Okuda, T. Katayama, H. Kobayashi, N. Kobayashi // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 67, No. 9. – P. 4944-4946.
5. Kahl S. Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal / S. Kahl, A.M. Grishin // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84, No 9. – P. 1438 – 1440.
6. Effect of substrate on growth of Bi-Fe-oxide films by reactive ion beam sputtering / K. Satoh, T. Okuda, H. Yamamoto et al. // IEEE Trans. J. Magn. Japan. – 1990. – V. 5, No. 12. – P. 1141 – 1146.
7. Synthesis and properties of substituted ferrite-garnet films for one dimensional magnetophotonic crystals / V.N. Berzhansky, A.V. Karavainikov, E.T. Milyukova et al. // Functional Materials. – 2010. – V. 17, No. 1. – P. 120-126.
8. Зюзин А.М. Влияние магнитной кубической анизотропии на угловые зависимости резонансного поля в (111)-ориентированных пленках / А.М. Зюзин, В.В. Радайкин // ЖТФ. – 1998. – Т. 68, № 11. – С. 118-120.
9. Структура и свойства напыленных пленок железо-иттриевого граната / В.Ф. Шкаръ, Е.И. Николаев, В.Н. Саяпин и др. // ФТТ. – 2005. – Т. 47, вып. 6. – С. 1071-1074.

Шапошников О.М. Кристалізація плівок феритів-гранатів, осаджених реактивним іонно-променевим розпиленням / О.М. Шапошников, В.Н. Бержанський, А.Р. Прокопов, А.В. Каравайніков, О.Т. Мілюкова, В.О. Голуб // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 146-157.

Досліджено процеси кристалізації плівок феритів-гранатів складів $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ і $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, осаджених на підкладки ГГГ, ситалу і плівки SiO_2

методом реактивного іонно-променевого розпилення. Кристалізацію здійснювали відпалюванням у вакуумі і на повітрі при атмосферному тиску. Показано можливість кристалізації плівок з високим вмістом Бі на SiO_2 з через підшар з низьким вмістом Бі для створення одновимірних магнітофотонних кристалів.

Ключові слова: напилені плівки феритів-гранатів, кристалізація, градієнтне температурне поле, температура компенсації магнітного моменту.

Shaposhnikov A.N. Crystallization of RIBS-iron garnet films / A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, A.R. Prokopov, A.V. Karavainikov, E.T. Milyukova, V.O. Golub // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 146-157.

The crystallization processes of RIBS-sputtering iron-garnet films of composition $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ and $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ on the GGG, glass ceramics substrates and SiO_2 films are investigated. Film crystallization was carried out by annealing in a vacuum as well as in air at atmospheric pressure. It is shown the possibility to crystallize the films with high Bi content on SiO_2 films across the film with a low Bi content as sublayer to form the one-dimensional magnetophotonic crystals.

Keywords: RIBS-sputtering iron-garnet films, crystallization processes, gradient temperature field, magnetic moment compensation point.

Поступила в редакцію 14.04.2010 г.

УДК 05; 07; 11; 12

ТЕРМОМАГНИТНАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ФОНОСКОПИЧЕСКОЙ ЭКСПЕРТИЗЕ

Вишневский В.Г., Недвига А.С., Нестерук А.Г., Бержанский В.Н., Дударенко И.В.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

E-mail: domain@crimea.edu

Крымский НИИ судебных экспертиз Министерства юстиции Украины, Симферополь

E-mail: krymdise@sf.ukrtel.net

Приведены результаты экспериментов по оценке параметров пространственного разрешения и чувствительности магнитооптической визуализации информации с магнитных носителей посредством термомагнитной репликации. Установлены пределы изменений и причины ограничений этих величин. На конкретных примерах показаны возможности и преимущества использования термомагнитной репликации при анализе сигналограмм в судебной экспертизе (фоноскопии).

Ключевые слова: феррит-гранат, термомагнитная запись, фоноскопическая экспертиза.

ВВЕДЕНИЕ

Эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов (ЭПФГ) с большим содержанием висмута сравнительно давно и успешно применяются для выяснения топологии неоднородных магнитных полей в областях пространства размерами 10^{-3} - 10^{-6} м [1]. Устройства магнитооптической (МО) визуализации зарекомендовали себя, в том числе, и в криминалистике [2]. Этому способствует то обстоятельство, что большинство носителей информации (НИ), предоставляемых для экспертных исследований, продолжают оставаться магнитными. Практика показывает [3], что эксперты имеют дело либо с сигналограммами низкого качества, выполненными на неизвестной аппаратуре, либо с профессиональными подделками, включающими особые виды монтажа. Отмечающийся ныне рост технической оснащенности организованной преступности делает актуальной задачу совершенствования аппаратной и методической базы экспертных учреждений. В связи с этим, вновь разрабатываемые МО материалы и устройства должны удовлетворять повышенным требованиям к чувствительности и пространственному разрешению. Оптимальному сочетанию обоих параметров отвечают ЭПФГ с эффектом памяти, т.е. высококоэрцитивные материалы, обеспечивающие визуализацию информации с помощью термомагнитной записи методом реплик (контактной печати).

1. О ДИНАМИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ МО ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Чаще всего МО визуализация осуществляется в реальном времени приведением в непосредственный контакт поверхностей ЭПФГ и НИ. При этом происходит

вынужденная перестройка собственной доменной структуры (ДС) ЭПФГ под действием полей рассеяния $H_r(x,y)$ носителя. Результат наблюдается в поляризационный микроскоп в отраженном свете, причем контраст изображения определяется уровнем вращения Фарадея в ЭПФГ. В простейшем случае ЭПФГ - одноосный монокристаллический материал, коэрцитивность которого подбирается минимальной ($H_c \sim 0,1$ Э), ибо этот фактор определяет пороговые свойства МО визуализации. При равновесном периоде ДС ЭПФГ d_0 диапазон вынужденной перестройки ДС от d_{min} до d_{max} равен:

$$d_{min,max} \approx d_0 / \left[1 \pm 1,22(H_{л}/M_s)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где H_l - амплитуда поля рассеяния носителя, $4\pi M_s$ - намагниченность насыщения ЭПФГ. Это выражение справедливо в приближении пленок ЦМД-типа, когда их толщина $h \approx d_0$, а также, очевидно, когда $H_l < M_s$. Более точное решение приводится в [4], где показано также, что динамический диапазон низкокоэрцитивных ЭПФГ не превышает 35 дБ. Но и из приведенного выражения видно, что для визуализации широкополосных сигналограмм следует располагать набором пленок с различающимися периодами d_0 .

2. ОСОБЕННОСТИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ МЕТОДОМ РЕПЛИК (КОНТАКТНОЙ ПЕЧАТИ)

Динамический диапазон МО визуализации может быть расширен при переходе от режима в реальном времени к режиму магнитной репликации. Впервые он применялся в пленках TbFe и DyFe [5], где использовалось то обстоятельство, что их точка Кюри T_C ниже соответствующих точек для CrO_2 и Fe_2O_3 . После приведения в контакт с НИ, пленки нагревались до T_C , а после остывания изучались в поляризационный микроскоп отраженного света благодаря эффекту Керра. Аналогично, если, например, температура Кюри ЭПФГ будет искусственно снижена до 60^0 С, в то время как для ферропорошка $\gamma-Fe_2O_3$ $T_C \approx 600^0$ С, процесс получения термокопии не будет сопровождаться размагничиванием носителя [5]. Соответствующие графики для $H_c(T)$ и для $M_s/M_0(T)$ приведены на рис. 1. Достоинством ЭПФГ с репликой служит возможность ее наблюдения в проходящем поляризованном свете благодаря эффекту Фарадея. Однако при невысоком значении H_c ЭПФГ наблюдение остывшей реплики в отраженном свете в продолжающемся контакте с НИ может явиться выгодным обстоятельством.

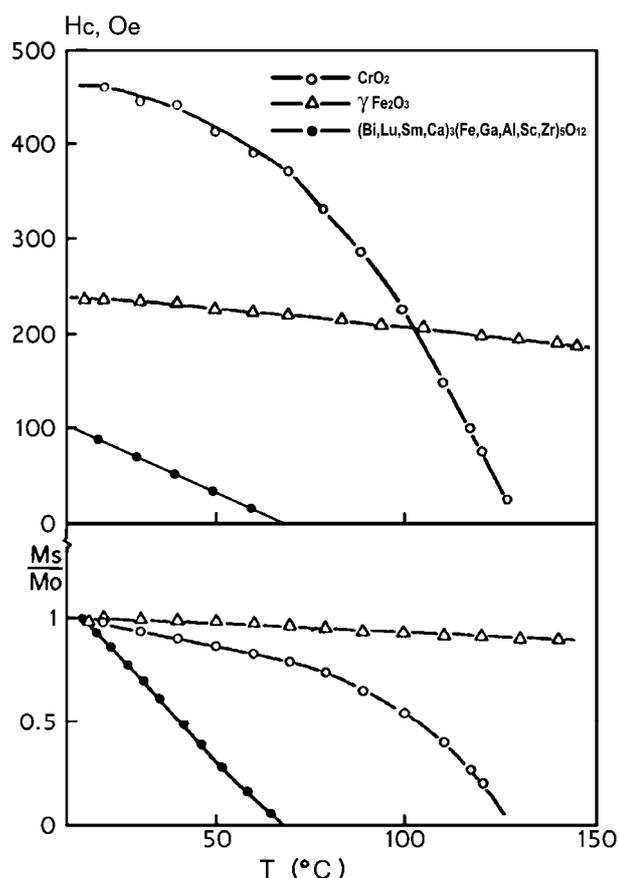


Рис. 1. Зависимости коэрцитивной силы (вверху) и относительной намагниченности (внизу) носителей с покрытиями $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и CrO_2 и МО ЭПФГ от температуры.

3. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕХНОЛОГИИ МО ПЛЕНОК ДЛЯ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ

Известно, что наиболее эффективным методом повышения коэрцитивности в ЭПФГ служит создание напряжений несоответствия кристаллических решеток пленка-подложка. При этом реализуются как упругие напряжения, так и пластическая деформация. Механизм релаксации напряжений связан с генерацией дислокаций несоответствия. Это служит причиной появления блочной структуры с размерами порядка толщины эпитаксиального слоя. Поэтому морфология образцов после эпитаксии и вид ДС, как правило, имеют соответствующий характер («фасет») [6].

В экспериментах использовались [7] пленки состава $(\text{Bi,Lu,Sm,Ca})_3(\text{Fe,Ga,Al,Sc})_5\text{O}_{12}$, синтезированные методом жидкофазной эпитаксии

на монокристаллических подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$ ориентации (111) толщиной 0,6 мм. Параметр кристаллической решетки всех применявшихся подложек был стандартным ($a_s = 12,383 \text{ \AA}$). Управление основными функциональными свойствами ЭПФГ обеспечивалось введением в состав: ионов Sm – для повышения коэрцитивности и одноосной анизотропии; ионов Al, Ga и Sc – для снижения температуры Кюри, регулирования намагниченности насыщения и создания необходимых величин рассогласования решеток пленки и подложки. Толщина эпитаксиального слоя после синтеза составляла $h = 4-7 \text{ мкм}$. По результатам рентгеноструктурного анализа абсолютное рассогласование кристаллических констант лежало в пределах $\Delta a = a_f - a_s = 0.040 - 0.113 \text{ \AA}$, т. е. относительное рассогласование $f = \Delta a / a_f = 0,3-0,9 \%$. Удельное вращение Фарадея составило $0,6-0,8$ /мкм на длине волны $0,63 \text{ мкм}$. Другие параметры: $H_c = 50-450 \text{ Э}$, $T_c = 50-70^0 \text{ С}$. Образцы после эпитаксии подвергались полированию алмазным абразивом фракции 1/0. После этой технологической операции $h = 1,5-3 \text{ мкм}$, коэрцитивность образцов, как правило, возрастала. Всем образцам оказалась присуща блочная структура, образующая мозаику с элементом размером порядка 1-5 мкм, а доменной структуре (ДС) пленок - свойственен температурный гистерезис. Период стабильной ДС d_{0s} (после размагничивания переменным полем) и метастабильной ДС d_{0ms} (после нагрева до $T > T_c$) различаются так, что $d_{0ms} < d_{0s}$ [8]. Для большинства ЭПФГ $d_{0ms} = 2-4 \text{ мкм}$, $d_{0s} = 8-12 \text{ мкм}$.

4. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ

Затруднением при определении этих величин является то, что не существует никаких образцовых мер неоднородного магнитного поля для областей пространства с размерами $10^{-3}-10^{-6} \text{ м}$ [9]. Однако имеются средства записи сигналов на магнитные НИ, для них разработаны средства стандартизации каналов записи и воспроизведения информации. Это измерительные ленты ЛИМ [10]. Существуют ЛИМ, назначением которых является регулировка тракта магнитофонов с целью линеаризации процессов записи и воспроизведения. Регулировка цепей частотной коррекции магнитофона с помощью соответствующих ЛИМ предусматривает последующий подъем амплитудно-частотной характеристики (АЧХ), как на минимальных, так и на максимальных частотах [11]. Это означает, что вид АЧХ сигналограмм ЛИМ обусловлен особенностями АЧХ аппаратуры магнитной записи.

ЛИМ, в принципе, сами могут служить образцовыми источниками неоднородных магнитных полей, по крайней мере, в отношении пространственного периода. Их недостаток - отсутствие точных градаций амплитуды на одной частоте. Тем не менее, применение лент в качестве образцовых мер неоднородного магнитного поля имеет несомненные преимущества. Во-первых, на них может быть записан сигнал в широком диапазоне частот и амплитуд: их динамический диапазон достигает уровня 65-75 дБ [12]. Т.к. описываемые ЭПФГ предназначены для термомагнитной репликации сигналограмм с уровнем до -50 дБ, этот фактор представляется ключевым. Во-вторых, ленточный НИ хорошо отполирован и может

вплотную прилегать к поверхности ЭПФГ при наличии оптимального прижимного усилия.

Для количественной оценки разрешения и чувствительности ЭПФГ при получении реплик пришлось изготовить специальные контрольные сигналограммы. Было учтено, что МО визуализация записи сделает возможным контроль ее геометрических характеристик с помощью микроскопного микрометра. Изменения конфигураций вынужденной ДС ЭПФГ, обусловленные локальными изменениями $H_n(x,y)$, также предоставляют возможности для определения чувствительности пленок к неоднородному магнитному полю. ЛИМ применялись для выделения информации об АЧХ записываемых лент, т.е. для получения волновой характеристики [13,14] из АЧХ записи и воспроизведения. АЧХ записи и АЧХ воспроизведения считались тождественными в силу принципа обратимости [15].

Контрольные сигналограммы представляли собой записи сигналов фиксированных частот в виде волновых пакетов гармонического наполнения с последовательной двукратной градацией амплитуды (рис.2) [7]. Ток записи и ток подмагничивания устанавливались такими, чтобы в распределении остаточной намагниченности носителя соблюдалось условие пропорциональности (т.е. остаточная намагниченность каждого последующего пакета отличается на -6 дБ от предыдущего). Данный факт устанавливался по значениям уровней сигналов воспроизведения.

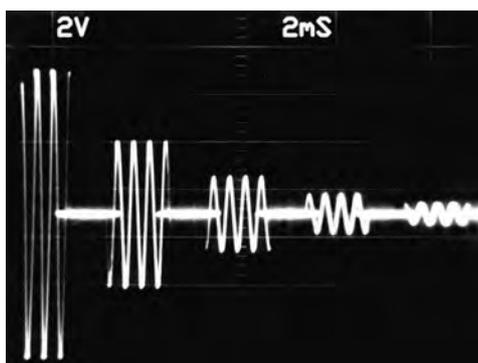


Рис. 2. Оциллограмма напряжения воспроизведения, повторяющая форму тока сигнала записи при изготовлении контрольных сигналограмм.

Изготовлению контрольных сигналограмм предшествовала линейаризация канала записи-воспроизведения магнитофона с помощью ЛИМ по ДСТУ 3320-96. АЧХ канала записи-воспроизведения снимали после настройки канала воспроизведения по ЛИМ [15,16]. Ими служили ленты шириной 3,81 мм типов К-ЗЛИЛ1.УС.4СП и К-ЗЛИЛ1.Ч4-120 в кассетах МК-60. Запись контрольных сигналограмм производилась на ленты кассет марки TDK SAX-100, особенностью которых является подъем АЧХ в области высоких частот. В результате были получены прописи контрольных сигналов с пространственными периодами от 150 мкм до 1,9 мкм, амплитуда остаточной намагниченности которых изменялась в

пределах более 60 дБ. Таким образом, на носителе формировалась последовательность, состоящая, по крайней мере, из 11 по-разному намагниченных участков - волновых пакетов со свободными (размагниченными) промежутками. Дополнительно были применены ленты Метогех шириной 50 мм, содержащие прописи гармонических сигналов номинального уровня на пространственной частоте 1000 мм^{-1} .

Блок-схема установки записи контрольных сигналограмм изображена на рис.3а, а на рис. 3б – ее модификация для контроля их АЧХ при воспроизведении. Для каждой фиксированной частоты подбирался оптимальный ток высокочастотного подмагничивания; при записи высоких частот (свыше 14 кГц) подмагничивание не применялось. Контроль гармоник осуществлялся анализатором спектра СК4-56. Вначале снималась АЧХ воспроизведения по контрольной ЛИМ, а затем АЧХ записи-воспроизведения, как это и предусмотрено процедурой линеаризации тракта записи [16].



Рис. 3. Блок-схемы: сверху (а) – установки записи контрольных сигналограмм; внизу (б) – установки для контроля АЧХ воспроизведения записанных сигналограмм.

При оценках амплитуды полей рассеяния, действующих на ДС, учитывалось, что толщина ЭПФГ после полировки составляет в среднем 1,5 мкм. Если H_{z0} – поле рассеяния на поверхности носителя, a – величина неконтакта, то воспользовавшись выражением для спада амплитуды гармонического сигнала с высотой [17]:

$$H_{zc} = \frac{H_{z0}d}{2\pi h} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi h}{d}\right) \right] \exp\left(-\frac{2\pi a}{d}\right), \quad (2)$$

можно получить, что поле на уровне среднего сечения ЭПФГ составляет всего 0,11 от поля непосредственно на поверхности НИ. В области первого пакета с периодом 2 мкм на этом уровне поле рассеяния достигает ~ 1 Э. Но в области расположения 5-го пакета оно уменьшается на порядок.

Реплики получали путем нагрева ЭПФГ до или выше точки Кюри (от 60° до 90° С). В случае, если пленка имела зеркально-защитное покрытие (ЗЗП) состава Al+TiN с линейным сопротивлением ≈ 10 Ом/см, через него пропускался импульсный ток (2-4 А, 200-400 мс и выше) для выделения омического тепла. Для этого был изготовлен микропроцессорный блок управления процессом получения реплик (рис. 4). ЭПФГ с ЗЗП размещались на стеклянных субподложках (стекло К8 толщиной 1.2 мм), крепление к которым осуществлялось клеей бальзамином. Для пайки проводников сплавом Розе на краевые зоны образцов вакуумным напылением наносились контактные площадки из нержавеющей стали. Конструкция преобразователя представлена на рис. 4.

Был испытан и иной вариант получения реплик: ЭПФГ без ЗЗП с нагревом лампой-вспышкой со среднестатистической энергией импульса 21 Дж. Как оказалось, этой энергии достаточно для размагничивания ЭПФГ с $T_C < 50^{\circ}$ С. В то же время, применение УФ светодиодов мощностью ~ 1 Вт в тех же целях не дало результатов. Предполагалось, что из-за дисперсии оптического поглощения ЭПФГ и его роста в УФ области спектра, выделяемое тепло будет достаточным для нагрева пленки до T_C .



Рис. 4. Блок управления получением реплик и МО преобразователь с ЗЗП.

Вид магнитных реплик контрольных сигналограмм в поляризационный микроскоп дан на рис. 5. Под микрофотографиями приведены профили их средних интенсивностей, полученные применением операции «схлопывания строк». Как видно, профили позволяют выявлять пакеты даже в случаях, когда визуально их трудно обнаружить.

Видно также, что реплики воспроизводят пакеты так, что часть из них представлены вынужденной полосовой ДС с линейными границами, а часть соответствует суперпозиции вынужденной и равновесной ДС ЭПФГ. Это свидетельствует о недостаточной величине градиента поля рассеяния НИ в области соответствующих пакетов и, как следствие, о неполном локальном намагничивании ЭПФГ. В известном смысле можно говорить о «полных» или «неполных» репликах.

Аналогичная ситуация как проявление синусоидальной неустойчивости доменных границ наблюдается в пленках ЦМД-типа [1]. На рис.6 приведен вид реплики многоканальной сигналограммы, выполненной на ленте Memotech, характеризующейся пространственной частотой 1000 мм^{-1} . Из него следует, что реплика отображает структуру дорожек записи в сигналограмме, однако несет следы суперпозиции с периодом ДС, равным d_{0ms} . Разрешение реплики достигает 1000 мм^{-1} , но она не является «полной». Наконец, рис. 7 демонстрирует принципиальную возможность термомагнитной репликации видеозаписи формата VHS.

Пространственно-частотные характеристики (ПЧХ) образцов могут представляться в виде зависимости динамического диапазона от периода записи. Причем динамический диапазон визуализации на одной фиксированной частоте может определяться как:

$$D = 20 \lg 2^N, \quad (3)$$

где N – число реплицированных ЭПФГ пакетов. Такая оценка возможна лишь по контрольным сигналограммам с двукратными градациями амплитуды [4].

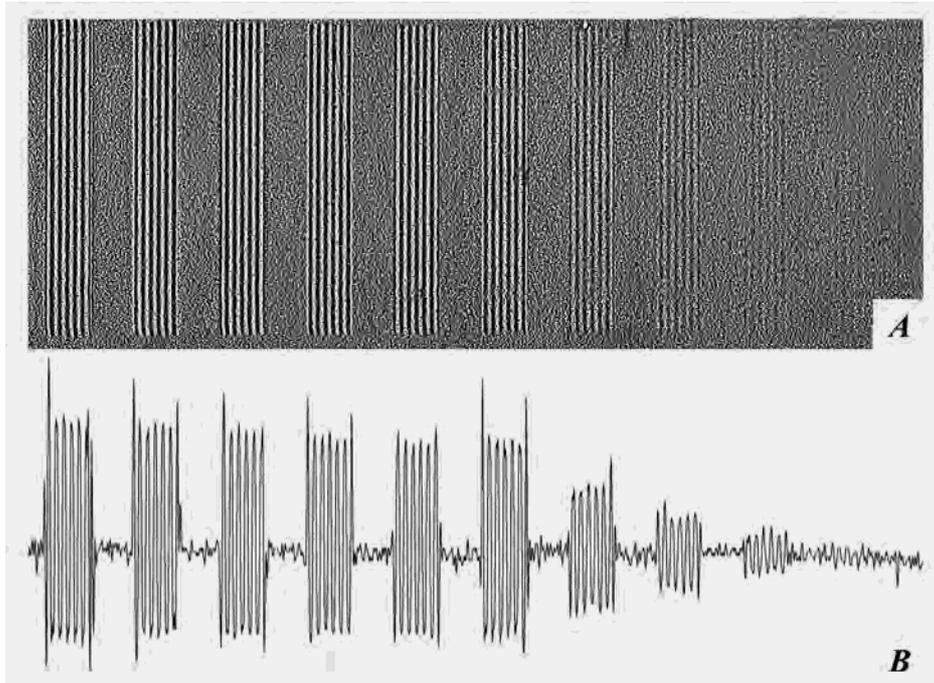


Рис. 5. Термомагнитные реплики (А) и профили интенсивностей (В).

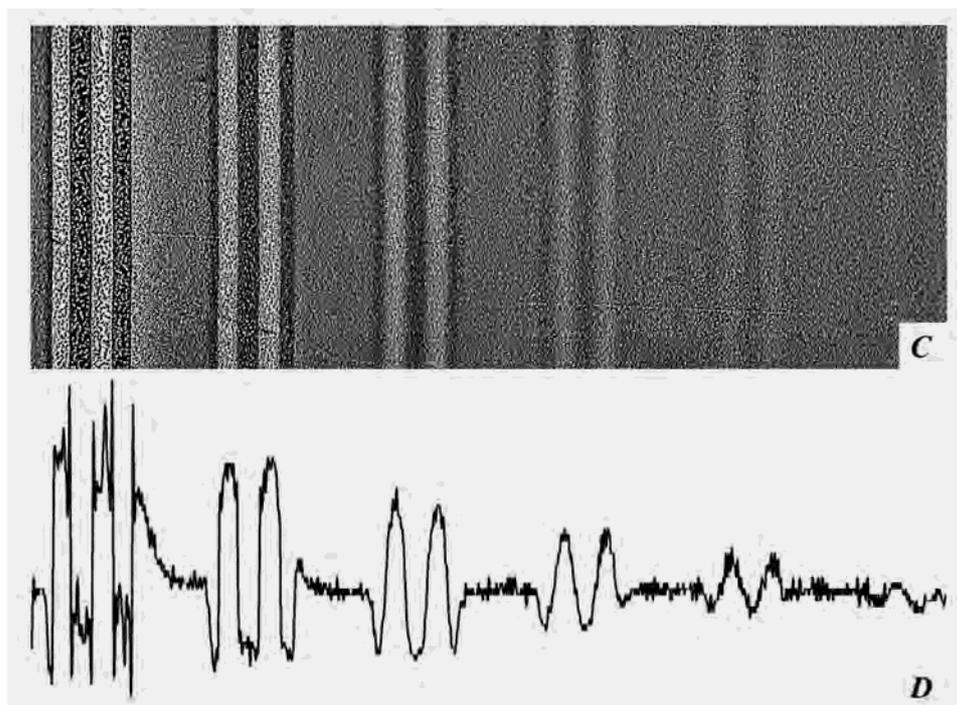


Рис. 5 (продолжение). Термомагнитные реплики (C) и профили интенсивностей (D).

Между тем, ввиду реально наблюдаемого воспроизведения как «полных», так и «неполных» реплик (рис. 5), целесообразно анализировать отношение количества первых к количеству вторых.

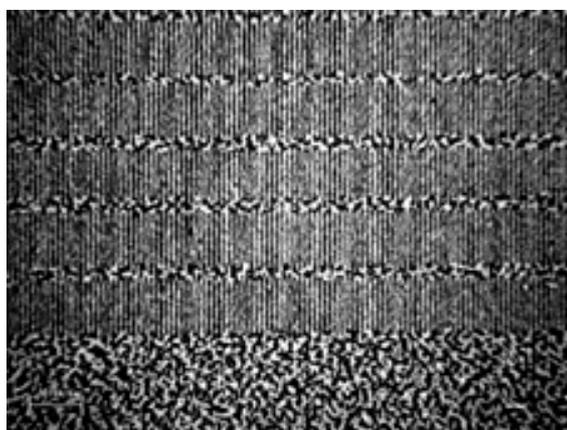


Рис. 6. Термомагнитная реплика многоканальной сигнаграммы ленты Метогех. Воспроизведенная ЭПФГ пространственная частота 1000 мм^{-1} .

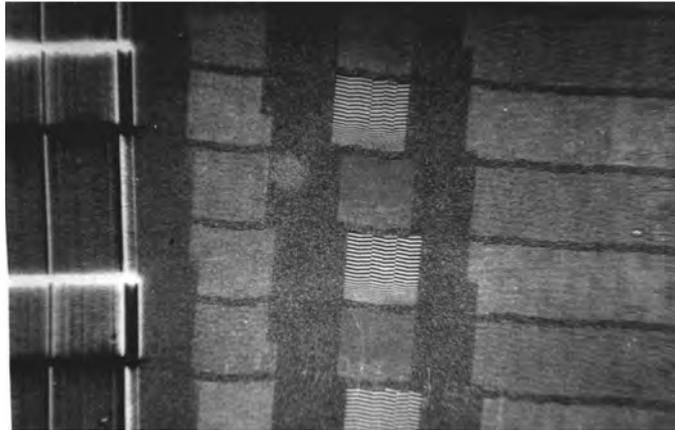


Рис. 7. Реплика видеозаписи формата VHS. Слева – канал синхронизации (служебный), справа – видеодорожки. Минимальный период в области видеодорожек – 1,5 мкм.

Чем меньше это отношение, тем ниже чувствительность образца к полю на данной пространственной частоте. Результаты измерений приведены на рис. 8-9. Если же указанный выше параметр определять в абсолютных величинах, то большинство синтезированных ЭПФГ характеризуются чувствительностью к полю не хуже 0,1 Э. Надо подчеркнуть: указанный порог может не показаться низким, однако следует иметь в виду, что он определяет условия возникновения *распознаваемого изображения*.

Вид пространственно-частотных характеристик (ПЧХ) двух пленок, имевших промежуточную толщину (отполированных до исчезновения шероховатой поверхности), приведен на рис. 8. Здесь ПЧХ представлены как число полных реплик в функции периода записи. Максимум ПЧХ в области 12-15 мкм может быть объяснен копирэффekten, наблюдаемым в соприкасающихся периодически намагниченных слоях [18]. Отношение поверхностных индукций в них максимально, когда период:

$$d = 2\pi(h + a), \quad (4)$$

где h – толщина одного слоя, a – дистанция между слоями. Подобный эффект наблюдаем в магнитной записи информации, когда намагниченная лента смотана в рулон. В нашем случае $(h+a)$ – сумма толщины ЭПФГ и величины неконтакта.

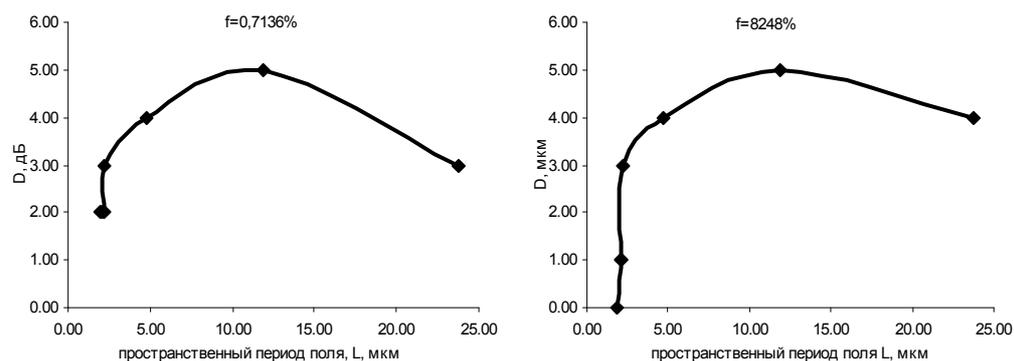


Рис. 8. ПЧХ двух образцов ЭПФГ с разными значениями рассогласования f .

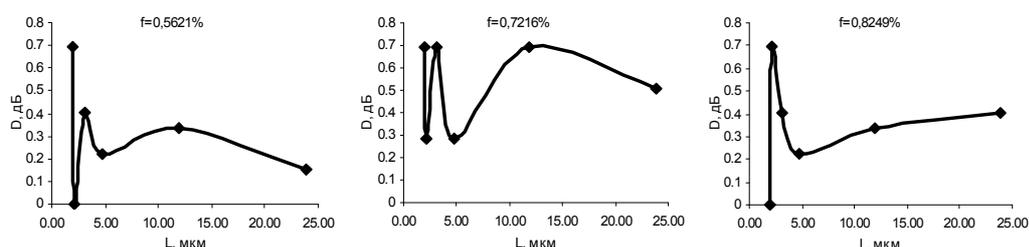


Рис. 9. Логарифм отношения числа полных и неполных реплик в функции периода поля L для 3 образцов с различным рассогласованием f .

Как следует из рис. 9, имеются «особые» точки графиков в области периодов 1-2 мкм, хотя толщина слоя этих ЭПФГ менее 3 мкм. Данные точки можно связать с пространственными неоднородностями в пленках, которыми могут быть размеры блочной структуры, т.е. средние расстояния между скоплениями дислокаций несоответствия. Ограничения на пространственное разрешение термомагнитной записи таким же образом влияют и на степень локализации атомных ловушек, создаваемых в ЭПФГ [19].

5. КРИМИНАЛИСТИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ВИЗУАЛИЗАЦИИ СИГНАЛОГРАММ

Под криминалистическим исследованием сигналограмм принято понимать: а) идентификационное исследование речи, зафиксированной на сигналограмме; б) идентификационное исследование аппаратуры записи; в) диагностическое исследование аппаратуры записи и носителя информации; г) исследования по установлению признаков монтажа сигналограмм; д) идентификационное и диагностическое исследования звуковой среды и звуковой (видео) обстановки. Это составляет предмет экспертной деятельности в фоноскопии. За несколько последних лет был накоплен опыт разработки и изготовления устройств МО визуализации в фоноскопии разных уровней сложности. Так, программно-

аппаратный комплекс «Пакамс К1», созданный совместно специалистами НТУУ КПИ (Киев) и ТНУ (Симферополь), успешно использовался в ЭКУ МВД Украины и являлся наиболее технически завершенным изделием из ему подобных [20,21]. В том или ином виде более простые устройства МО визуализации сигналограмм и ныне применяются фоноскопистами некоторых НИИ судебных экспертиз Министерства юстиции Украины.

Согласно приказу МВД Украины «Об утверждении Положения о деятельности экспертно-криминалистических подразделений органов внутренних дел Украины» № 140 от 9.03.1992 затраты рабочего времени на производство одной сложной экспертизы по исследованию сигналограмм составляют до 180 ч. К сложной относится, в частности, экспертиза, где имеются вопросы по выявлению признаков монтажа. Данный вид исследований, являющийся одним из ключевых в экспертизе сигналограмм, выполняется до проведения идентификационных исследований, поскольку при обнаружении признаков монтажа исследование может быть приостановлено до согласования дальнейших действий со следствием [3].

Нам представляется, что идентификация записывающей аппаратуры – наиболее простая задача для МО визуализации. Она решается обнаружением следов (трасс), оставляемых на носителе конкретными магнитными головками или элементами ЛПМ вследствие их неизбежной дефектности (рис. 10). Поскольку такая дефектность в процессе эксплуатации аппаратуры возрастает, это дает возможность устанавливать степень ее износа. Применение термомагнитных реплик здесь не просто целесообразно, но и необходимо, т.к. остаточная намагниченность и, следовательно, поля рассеяния таких следов (трасс) зачастую близки к уровню шумов.

Признаки монтажа сигналограмм в видеозаписи несложно выявить, если запись произведена в форматах VHS, S-VHS. Пример сопутствующей монтажу модификации импульса синхронизации в канале управления сигналограммы VHS представлен на рис. 11. Рис. 12 иллюстрирует иной признак – нарушение синхронизации строчных импульсов в области видеодорожек.

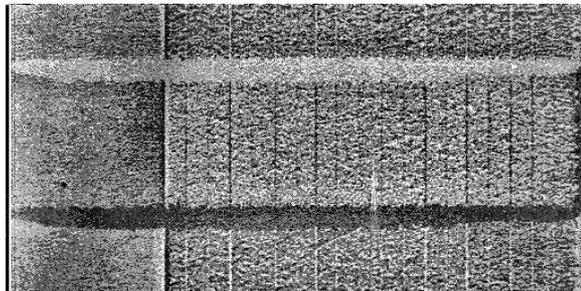


Рис. 10. Идентификационные трассы (вертикальные линии) канала синхронизации видеокассеты формата VHS.

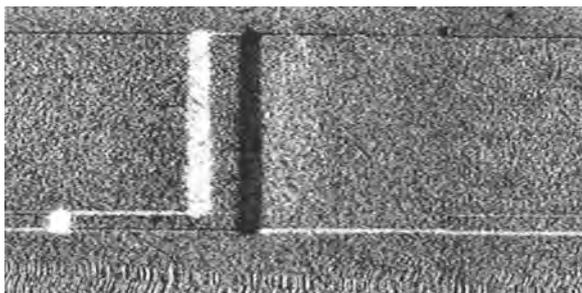


Рис. 11. Деформация импульса синхронизации (формат VHS) как признак монтажа.

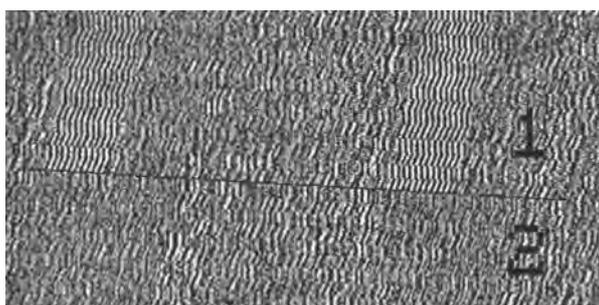


Рис. 12. Сбой синхронизации строчных импульсов в области видеодорожек: 1 – предыдущая запись, 2 – последующая запись.

Намного сложнее выявить монтаж в случае экспертизы видеокассет форматов Video-8, Hi-8, а в особенности - Mini-DV ввиду высокой плотности информации, граничащей с пределами пространственного разрешения визуализации. Это иллюстрирует рис.13.

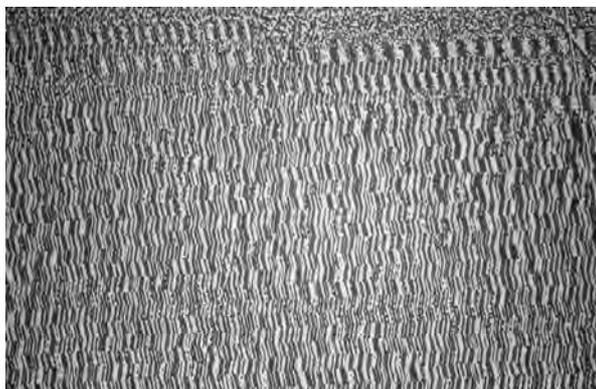


Рис. 13. Фрагмент видеокассетной сигналограммы формата Video-8.

С другой стороны, вследствие высокой чувствительности метод термомагнитной контактной печати обеспечивает доступ к частично утраченной информации. Так, в [20] было показано, что можно восстановить информацию с металлических носителей авиационных «черных ящиков», испытавших воздействие высоких температур. На рис. 14 представлена сигналограмма металлического носителя на основе СоСг после его нагрева до температуры 470°C . Стандартной магнитной головкой и в стандартных условиях этот сигнал не читается.

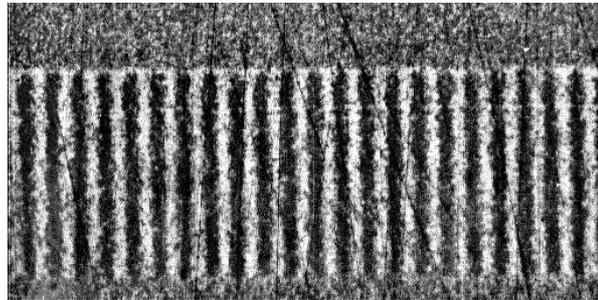


Рис. 14. Восстановленный МО образ частично утраченной сигналограммы «черного ящика» после нагрева ленты до температуры 470°C . Уровень -50 дБ.

Хорошие результаты демонстрирует термомагнитная репликация при исследовании носителей информации диктофонов и автоответчиков. Ввиду того, что в их конструкции иногда не предусматривается функция предварительного стирания, можно восстановить предшествующие записи. Кроме того, в деталях могут быть изучены сигналограммы даже на уровне шумов носителя (рис. 15).

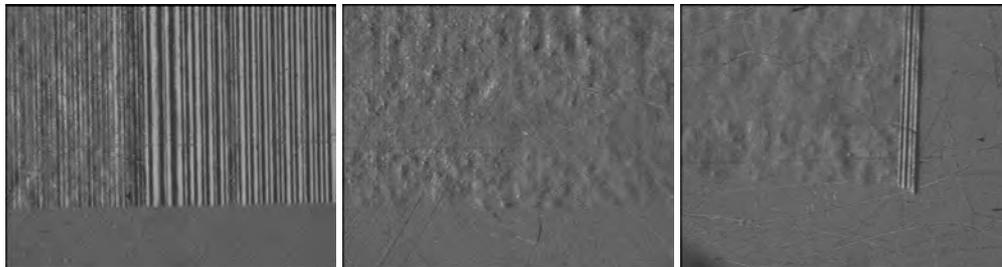


Рис. 15. Визуализация зон записи звука, фона и «стопа» кассеты МС-30 диктофона.

Следует, однако, установить пределы и граничные условия применимости такого рода методик и оборудования. Это лишь один из источников, хотя и достаточно информативный, которым должен пользоваться криминалист при формировании заключения. Пользуясь только результатами МО визуализации нельзя делать окончательного вывода о наличии или отсутствии признаков монтажа сигналограмм, ибо это может стать причиной экспертной ошибки [21].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате осуществленных экспериментов удалось установить пределы разрешения и чувствительности термомагнитной записи в абсолютных единицах. Это позволило выяснить реальные возможности применения МО визуализации в режиме репликации для экспертизы магнитных сигналограмм. Пространственное разрешение магнитных реплик ограничивается причинами фундаментального порядка: существованием дислокационной структуры в ЭПФГ, синтезируемых в условиях рассогласования кристаллических решеток подложки и пленки. Амплитудная чувствительность визуализации ограничивается значениями полей рассеяния НИ на уровне, примерно равном 0,1 Э. Этот порог следует считать низким, т.к. он в данном случае связан с получением распознаваемого изображения, а не только с обнаружением сигнала. Показано, что описываемый метод может быть эффективно использован для целей идентификации аппаратуры записи, выявления следов умышленного монтажа и восстановления частично утраченной информации.

Список литературы

1. Кубраков Н.Ф. Метод магнитооптической визуализации и топографирования пространственно-неоднородных магнитных полей / Кубраков Н.Ф. // Труды / Рос. акад. наук ИОФАН. – М. : Наука, 1992. – Т. 35. – С. 136-164.
2. Левый С.В. Магнитооптические средства технической защиты информации / Левый С.В., Ю.С. Агалиди, В.Г. Вишневецкий // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – [Украина], 1998. – № 8. – С. 74-80.
3. Магера В.Н. Подготовка материалов и вещественных доказательств для криминалистического исследования сигналограмм : методические рекомендации / Магера В.Н. – К. : РИО МВД Украины, 1997.
4. Бутрим В.И. Динамический диапазон материалов для магнитооптической визуализации магнитных полей / Бутрим В.И., Вишневецкий В.Г., Дубинко С.В. // Журн. техн. физики. – [Российская Федерация], 2001. – Т. 71, вып. 4. – С. 63-67.
5. Imamura N. Contact printing in amorphous (Gd,Tb,Dy)-Fe alloy films / Imamura N., Mimura Y., Kobayashi T. // J. of Appl. Phys. – [USA], 1977. – Vol. 48, N6. – P. 2634-2637.
6. Нестерук А.Г. Особенности морфологии напряженных эпитаксиальных феррогранатов, наблюдаемые посредством интерференционной микроскопии / Нестерук А.Г., Вишневецкий В.Г., Недвига А.С. // Ученые записки Таврического национального университета. – Симферополь : ТНУ, 2006. – Т. 19 (58), № 1. – С. 53-67.
7. Vishnevskii V. High-coercive garnet films for thermo-magnetic recording / Vishnevskii V., Nesteruk A., Nedviga A., Dubinko S., Prokopov A. // Sensor Letters. – [USA], 2007. – Vol. 5 (1). – P. 29-34.
8. Міхерський Р.М., Дубінко С.В., Вишневецький В.Г., Недвига О.С., Прокопов А.Р. Температурна залежність доменної структури епітаксіальних плівок феритів-гранатів з підвищеною коерцитивністю. // Укр. фізичн. журнал. – [Україна], 2000. – Вип. 45, № 3. – С. 368-374.
9. Павлов А.Н. Методы контроля пространственно распределенных статических магнитных полей / Павлов А.Н., Тугарин В.Г. // Обзоры по электронной технике. – М., 1991. – Серия 8, вып. 3 (1623).
10. Ленты магнитные измерительные для бытовых магнитофонов. Параметры. Технические требования. Методы измерений : ДСТУ 3320-96. – К. : Госстандарт Украины.
11. Василевский Ю.А. Носители магнитной записи / Василевский Ю.А. – М. : Искусство, 1989.
12. Макарец В.В. Магнитофонные кассеты / Макарец В.В., Немцова С.Р., Пантер Г.Б. // Техника кино и телевидения. – [СССР], 1990. – № 2. – С. 62-66.
13. Олефиренко П.П. Стабильность сигналограмм высокоплотной магнитной записи / Олефиренко П.П. // Техника кино и телевидения. – [СССР], 1988. – № 4. – С. 18-21.

14. Василевский Ю.А. Предельная отдача магнитных лент / Василевский Ю.А. // Техника кино и телевидения. – [СССР], 1989. – № 12. – С. 5-10.
15. Коллендер Б.Г. Испытания студийных магнитофонов / Коллендер Б.Г. – М. : Связь, 1979.
16. Закс А.С. Измерения в практике звукозаписи / Закс А.С., Клименко Г.К. – М. : Искусство, 1981.
17. Номура Т. Магнитооптическое считывание сигналов магнитной записи с использованием магнитной гранатовой пленки / Номура Т., Токумару Х. // Дэнси цусин гаккай ромбунси. – [Япония], 1984. – Вып. С-67, № 11. – С. 871-878.
18. Лауфер М.В. Теоретические основы магнитной записи сигналов на движущийся носитель / Лауфер М.В., Крьюжановский И.А. – К. : Вища школа. – 1979.
19. Berzhansky V. Features of epitaxial garnet films for atomic traps technique / Berzhansky V., Vishnevskii V., Nedviga A., Nesteruk A. // Journal of Magnetism. – [South Korea], 2009. – Vol. 14, No 3. – P. 108-113.
20. International Conference on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers 97) : Digest of Technical Papers, Chicago, USA, Vol. 1 (1997). – [USA], 1997. – P. 413-417. – Authors: Vishnevskii V. / Vishnevskii V., Dubinko S., Levy S., Nedviga A., Prokopov A.
21. Теория и практика судебной экспертизы / под ред. Пахомова А.В. – СПб. : Питер, 2003.

Вишневський В.Г. Термомагнітний запис інформації в епітаксійних феритах-гранатах та її використання у фоноскопичній експертизі / В.Г. Вишневський, О.С. Недвига, О.Г. Нестерук, В.Н. Бержанський, І.В. Дударенко // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. 1. – С. 158-173.

Наведено результати експериментів з оцінки параметрів просторового розділення і чутливості магнітооптичної візуалізації інформації з магнітних носіїв методом термомагнітної реплікації. Встановлено межі змін і причини обмежень цих величин. На конкретних прикладах показані можливості і переваги використання термомагнітної реплікації при аналізі сигналів у судовій експертизі (фоноскопії).

Ключові слова: ферит-гранат, термомагнітний запис, фоноскопична експертиза.

Vishnevskii V.G. Thermomagnetic recording information in epitaxial ferrites-garnets, and its use in phonoscopic examination / V.G. Vishnevskii, A.S. Nedviga, A.G. Nesteruk, V.N. Berzhansky, I.V. Dudarenko // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 158-173.

The results of experiments in estimations of space resolution and sensitivity of magneto-optic visualization information from magnetic records with use of thermo-magnetic printing method are presented. Borders of changes and causes of limits of these parameters are founded. Using concrete examples possibilities and advantages of the thermo-magnetic printing in the signalogram analysis for criminal law examination (phonoscopy) are shown.

Keywords: ferrite-garnet, thermo-magnetic recording, phonoscopic examination.

Поступила в редакцію 01.04.2010 г.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Алексеев
Константин Николаевич** кандидат физико-математических наук, докторант кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: alexeyev@ccssu.crimea.ua
- Басиладзе
Георгий Диомидович** заместитель заведующего отделом функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: domain@.crimea.edu
- Бержанский
Владимир Наумович** доктор физико-математических наук, профессор, проректор по научной работе, зав. кафедрой экспериментальной физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: roton@.crimea.edu
- Вершицкий
Владислав Иванович** заведующий лабораториями кафедры общей физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Вишневский
Виктор Георгиевич** кандидат технических наук, заведующий сектором отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ, доцент кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: domain@.crimea.edu
- Войтенко
Анна Петровна** аспирантка кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4

- Воляр Александр Владимирович** доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: volyar@crimea.edu
тел. 608194
- Голуб Владимир Олегович** доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института магнетизма НАН Украины
03142 Киев, ул. Вернадского, 36 б
e-mail: golub@imag.kiev.ua
- Дзедолик Игорь Викторович** начальник научно-исследовательской части Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: dzedolik@crimea.edu
- Долгов Александр Иванович** научный сотрудник отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu
- Дударенко Игорь Викторович** научный сотрудник, судебный эксперт, специалист в области анализа видео- и звукозаписи Крымского НИИ судебных экспертиз Министерства юстиции Украины
Симферополь, ул. Чехова 55а
e-mail: krymdise@sf.ukrtel.net
тел. (0652) – 610-696
- Евдокимов Сергей Викторович** кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник научно-исследовательской части Таврического национального университета им. В.И. Вернадского;
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu

- Евстафьев
Александр Иванович** аспирант кафедры экспериментальной физики Таврического Национального Университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
Postgraduate student at Ecole Centrale de Lille, France
e-mail: alexander.yves@gmail.com
тел. +380937071770
- Каравайников
Андрей Викторович** младший научный сотрудник отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЦ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu
- Кидалов
Валерий Витальевич** доктор физико-математических наук; профессор, директор научно-исследовательского института “Нанотехнологий” при Бердянском государственном педагогическом университете
71100, Бердянск, ул. Шмидта, 4, БГПУ
e-mail: V.V.Kidalov@mail.ru
тел. 0664598364
- Клевец
Филипп Николаевич** кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: phklevets@gmail.com
- Костулин
Семен Семенович** инженер
ОАО "Завод "Фиолент"
95017, Симферополь, ул. Киевская 34/2
- Лапаева
Светлана Николаевна** доцент кафедры общей физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Лалин
Борис Петрович** аспирант кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lalinboris@gmail.com

- Леяков Александр Петрович** кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: lelyakov@tnu.crimea.ua
- Ляшко Дмитрий Аркадьевич** кандидат физико-математических наук; доцент кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: dlyashko@gmail.com тел. 63-75-95
- Ляшко Сергей Дмитриевич** студент физического факультета Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: 0jmaster0@gmail.com тел. 63-75-95
- Маркова Лидия Сергеевна** студентка кафедры общей физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Милюкова Елена Татосовна** ведущий инженер отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: domain@crimea.edu
- Недвиг Александр Степанович** научный сотрудник отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4 e-mail: domain@crimea.edu
- Нерода Елена Степановна** магистр кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского

- Нестерук Александр Григорьевич** научный сотрудник отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu
- Перно Филипп** доктор физико-математических наук; профессор Ecole Centrale de Lille, Франция
Ecole Centrale de Lille, BP 48, 59651 Villeneuve d'Ascq CEDEX
e-mail: philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr
тел. +33 3 20 19 79 42
- Петраш Алексей Николаевич** преподаватель Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности
99033, Севастополь, ул.Курчатова, 7
- Пономаренко Владимир Иванович** доктор физико-математических наук; профессор кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.: 63-75-95
e-mail: roton@crimea.edu
- Попов Вячеслав Валериевич** ассистент кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.: 63-75-95
e-mail: slavapop@gmail.com
- Постывей Нанатъя Сергеевна** инженер научно-исследовательской части Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4

**Преображенский
Владимир Леонидович**

доктор физико-математических наук; профессор
Ecole Centrale de Lille, Франция
Ecole Centrale de Lille, BP 48, 59651 Villeneuve
d'Ascq CEDEX
e-mail: ladimir.preobrajenski@iemn.univ-lille1.fr
тел. +33 3 20 19 79 42

**Прокопов
Анатолий Романович**

кандидат физико-математических наук, заведующий
сектором отдела функциональных материалов и
волоконной оптики НИЧ Таврического
национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu

**Рощупкин
Сергей Николаевич**

кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры теоретической физики Таврического
национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: rsn@tnu.crimea.ua

**Рыбась
Александр Фёдорович**

ассистент кафедры общей физики Таврического
национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: alex.rubass@gmail.com
тел. 60-81-94

**Рябушкин
Дмитрий Сергеевич**

кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры экспериментальной физики Таврического
национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: druabushkin@crimea.edu

**Стадник
Иван Петрович**

доктор технических наук, заведующий кафедрой
прикладной электродинамики Таврического
национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4

**Стругацкий
Марк Борисович**

доктор физ.-мат. наук, заведующий кафедрой
физики твердого тела Таврического национального
университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: solidstat@crimea.edu

- Сукач
Георгий Алексеевич** доктор физико-математических наук; профессор
Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарьова НАН Украины
03028, Киев, проспект Науки, 41
e-mail: sukach2005@ukr.net
тел. 672720909
- Сычикова
Яна Александровна** аспирант кафедры прикладной физики Бердянского
государственного педагогического университета
71100, Бердянск, ул. Шмидта, 4, БГПУ
e-mail: V.V.Kidalov@mail.ru
тел. 0663387864
- Фадеева
Татьяна Андреевна** кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры общей физики Таврического
национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: tatyana.fadeyeva@gmail.com
тел. 60-81-94
- Филиппов
Дмитрий Максимович** ведущий специалист кафедры прикладной
электродинамики Таврического национального
университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: Inttelc@ukr.net
- Фридман
Юрий Анатольевич** доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой теоретической физики
Таврического национального университета
им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: frid@crimea.edu
- Чуклов
Виктор Алексеевич** старший преподаватель кафедры физики твердого
тела Таврического национального университета
им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: solidstat@crimea.edu

**Шапошников
Александр Николаевич**

кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007 Симферополь, просп. Акад. Вернадского, 4
e-mail: shalex@sf.ukrtel.net

**Яворский
Максим Александрович**

кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: maxyavorsky@yahoo.com

**Ягулов
Сергей Владимирович**

научный сотрудник научно-исследовательской части Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: solidstat@crimea.edu

**Яценко
Антон Александрович**

младший научный сотрудник научно-исследовательской части Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: aya@crimea.edu

**Яценко
Александр Викторович**

доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu

СОДЕРЖАНИЕ

1. **Рощупкин С.Н., Петраш А.Н., Леляков А.П.**
Точное решение описывающее движение нуль-струны в пространстве-времени Матумдара – Папапетроу.....3
2. **Леляков А.П.**
Граничные условия для гравитационного поля, порождаемого замкнутой нуль струной постоянного радиуса.....11
3. **Фридман Ю.А., Клевец Ф.Н., Войтенко А.П.**
Влияние магнитоупругого взаимодействия на фазовые состояния пленки сплава $U_2Co_{15}Si_2$20
4. **Фадеева Т.А., Рыбась А.Ф., Воляр А.В.**
Четырехрефракционное вихревых пучков в двулучепреломляющих кристаллах.....30
5. **Дзедолик И.В., Лапаева С.Н., Вершицкий В.И., Маркова Л.С.**
Управление фазой оптического вихря внешним электрическим полем в диэлектрическом резонаторе.....57
6. **Алексеев К.Н., Лапин Б.П., Яворский М.А.**
Оптические вихри высших порядков и топологическая фаза в навитых анизотропных эллиптических волокнах.....67
7. **Басиладзе Г.Д., Бержанский В.Н., Долгов А.И., Милюкова Е.Т.**
Преобразование сердцевин волокон в условиях слабого и сильного сплавления оптического разветвителя.....75
8. **Евстафьев А.И., Преображенский В.Л., Перно Ф., Бержанский В.Н.**
Взрывная динамика трехфононной неустойчивости в магнитоупругой системе $FeVO_3$81
9. **Рябушкин Д.С., Нерода Е.С.**
Двухимпульсное эхо в динамических молекулах воды.....94
10. **Пономаренко В.И., Попов В.В.**
Решетка тонких магнитных проводов в прямоугольном волноводе.....98
11. **Сычикова Я.А., Кидалов В.В., Сукач Г.А.**
Исследование химического состава пористой поверхности n -InP (111).....107
12. **Чуклов В.А., Ягунов С.В., Стругацкий М.Б., Постывей Н.С.**
Тепловые флуктуации на стадии кристаллизации бората железа $FeVO_3$115

13. Ягунов С.В., Стругацкий М.Б., Постывей Н.С., Костулин С.С. Применение дифференциально-термического анализа для исследования раствор-расплавной кристаллизации.....	121
14. Евдокимов С.В., Яценко А.А., Яценко А.В. Простой усилитель для пироэлектрических измерений.....	125
15. Стадник И.П., Филиппов Д.М. Оптимизация параметров линейного асинхронного электродвигателя с гладким статором из условия максимума пускового усилия.....	131
16. Ляшко Д.А., Ляшко С.Д. Определения фундаментальных параметров звезд кросскорреляционным методом.....	139
17. Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Каравайников А.В., Милюкова Е.Т., Голуб В.О. Кристаллизация пленок ферритов-гранатов, осажденных реактивным ионно- лучевым распылением.....	146
18. Вишневский В.Г., Недвига А.С., Нестерук А.Г., Бержанский В.Н., Дударенко И.В. Термомагнитная запись информации в эпитаксиальных ферритах-гранатах и ее использование в фоноскопической экспертизе.....	158
Сведения об авторах	174
Содержание	182
Table of Contents.....	184

Table of Contents

1. Roshchupkin S.N., Petrash A.N., Lelyakov A.P. The exact solution describing movement of a null-string in Majumdar-Papapetrou space-time	3
2. Lelyakov A.P. Boundary conditions for the gravitational field produced by a closed null-string, of constant radius.....	11
3. Fridman Yu.A., Klevets Ph.N., Voytenko A.P. The influence of the magnetoelastic interaction on phase states of U ₂ Co ₁₅ Si ₂ alloy film.....	20
4. Fadeyeva T.A., Rubass A.F., Volyar A.V. Quadrefringence of the vortex beams in birefringent crystals.....	30
5. Dzedolik I.V., Lapayeva S.N., Vershitsky V.I., Markova L.S. Control of optical vortex phase by external electric field in the dielectric resonator	57
6. Alexeyev C.N., Lapin B.P., Yavorsky M.A. The higher order optical vortices and topological phase in coiled anisotropic elliptic fibers.....	67
7. Basiladze G.D., Berzhansky V.N., Dolgov A.I., Milyukova E.T. Transformation of the fiber cores under conditions of weak and strong fusing of optical coupler.....	75
8. Yevstafyev O., Preobrazhensky V.L., Perno P., Berzhansky V.N. Explosive dynamics of three-phonon instability in magneto-elastic system FeBO ₃	81
9. Ryabushkin D.S., Neroda E.S. Two-pulse echo in dynamic molecules of water.....	94
10. Ponomarenko V.I., Popov V.V. Lattice of thin magnetic wires in rectangular waveguide.....	98
11. Suchikova J.A., Kidalov V.V., Sukach G.A. Investigation of a chemical compound of a porous surface n-InP (111).....	107
12. Chuklov V.A., Yagupov S.V., Strugatsky M.B., Postivey N.S. Thermal fluctuations on the stage of Iron Borate FeBO ₃ crystallization.....	115
13. Yagupov S.V., Strugatsky M.B., Postivey N.S., Kostulin S.S. Application of differential-thermal analysis for research of solution-in-melt crystallization.....	121

14. <i>Yevdokimov S.V., Yatsenko A.A., Yatsenko A.V.</i> Simple amplifier for pyroelectric measurements.....	125
15. <i>Stadnyk I.P., Filippov D.M.</i> Optimization of parameters of a linear induction motor with a smooth stator of the maximum condition of the start-up traction.....	131
16. <i>Lyashko D.A., Lyashko S.D.</i> Use of crosscorrelational method for determination of fundamental parameters of stars.....	139
17. <i>Shaposhnikov A.N., Berzhansky V.N., Prokopov A.R., Karavainikov A.V., Milyukova E.T., Golub V.O.</i> Crystallization of RIBS-iron garnet films.....	146
18. <i>Vishnevskii V.G., Nedviga A.S., Nesteruk A.G., Berzhansky V.N., Dudarenko I.V.</i> Thermomagnetic recording information in epitaxial ferrites-garnets, and its use in phonoscopic examination.....	158
Information About Authors	174
Table of Contents	182