

Журнал основан в 1918 г.

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАВРИЧЕСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО
УНИВЕРСИТЕТА имени В. И. ВЕРНАДСКОГО

Научный журнал

Серия "Физико-математические науки"

Том 24(63), № 2

Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского
Симферополь, 2011

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. Шульгин В.Ф. – д. химии н., проф. (зам. главного редактора)
3. Дзедолик И.В. – д. ф.-м. н., доц. (отв. секретарь)

Члены Совета (редакторы серий и разделов серий):

- | | |
|--|--|
| 1. Бержанский В.Н. – д. ф.-м. н., проф. | 7. Копачевский Н.Д. – д. ф.-м. н., проф. |
| 2. Богданович Г.Ю. – д. филол. н., проф. | 8. Подсолонко В.А. – д. э. н., проф. |
| 3. Вахрушев Б.А. – д. г. н., проф. | 9. Ротань В.Г. – д. ю. н., проф. |
| 4. Гришковец В.И. – д. х. н., проф. | 10. Темуриянц Н.А. – д. б. н., проф. |
| 5. Казарин В.П. – д. филол. н., проф. | 11. Шоркин А.Д. – д. филос. н., проф. |
| 6. Климчук С.В. – д. э. н., доц. | 12. Юрченко С.В. – д. полит. н., проф. |

Редакционная коллегия серии «Физико-математические науки»

Раздел «Физика»:

Арифов Л.Я. – д. ф.-м. н., проф.
Бержанский В.Н. – д. ф.-м. н., проф.,
(редактор серии, редактор раздела «Физика»),
(v.n.berzhansky@gmail.com)
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., доц.

Раздел «Математика»:

Анашкин О.В. – д. ф.-м. н., доц.
Белан Е.П. – д. ф.-м. н., проф.
Донской В.И. – д. ф.-м. н., проф.
Копачевский Н.Д. – д. ф.-м. н., проф. (редактор
раздела «Математика»), (kopachevsky@list.ru)
Муратов М.А. – д. ф.-м. н., проф.
Орлов И.В. – д. ф.-м. н., проф.
Рудницкий О.И. – к. ф.-м. н., доц.
Самойленко Ю.С. – д. ф.-м. н., проф., чл.-корр.
НАНУ
Старков П.А. – к. ф.-м. н., доц. (отв. секретарь)
Чехов В.Н. – д. ф.-м. н., проф.

**Печатается по решению Ученого совета Таврического национального университета
имени В.И. Вернадского, протокол № 11 от 22.11. 2011 г.**

Подписано в печать 22.11. 2011 формат 70x100/16
5,2 усл. п. л. 8,8 уч.-изд. л. Тираж 500. Заказ №70.
Отпечатано в информационно-издательском отделе ТНУ.
пр. Вернадского 4, г. Симферополь, 95007

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

Науковий журнал. Том 24(63), № 2. Фізико-математичні науки.
Сімферополь, Таврійський національний університет імені В.І. Вернадського, 2011
Журнал заснований у 1918 р.
Адреса редакції: пр. Вернадського, 4, м. Сімферополь, 95007
Надруковано у інформаційно-видавничому відділі Таврійського національного університету
імені В.І. Вернадського. пр. Вернадського, 4, м. Сімферополь, 95007
<http://science.crimea.edu/zapiski/zapis.html>

УДК 539. 391+514. 764.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ДЛЯ КОЛЛАПСИРУЮЩЕЙ ЗАМКНУТОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ

Леяков А.П., Карпенко А.С.

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

В работе предложен общий вид распределения потенциала вещественного безмассового скалярного поля для «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости $z = 0$. Найдены условия на потенциал скалярного поля, при которых в пределе сжатия в одномерный объект компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны движущейся по той же траектории.

Ключевые слова: нуль-струна, скалярное поле, космология.

ВВЕДЕНИЕ

Одно из направлений теории струн состоит в исследовании роли одномерно-протяженных объектов в космологии. Калибровочные теории Великого объединения, основанные на идее спонтанного нарушения симметрии, предсказывают возможность образования в процессе фазовых переходов в ранней Вселенной одномерных топологических дефектов получивших название космических струн [1]. Нуль-струны реализуют предел нулевого натяжения в теории струн. Интерес к космическим струнам, а также к другим [2] топологическим решениям: монополи, мембраны, ежи..., обусловлен той ролью, которую топологические дефекты, возможно, играют в процессе эволюции Вселенной. Например струнные механизмы образования первичных неоднородностей плотности вещества в ранней Вселенной, проблема черной материи, инфляционный сценарий с участием струн. Известно, что по своим физическим свойствам эти объекты отличаются от обычной материи [1-3].

Целью работы является:

- Построение общего выражения функции распределения потенциала вещественного безмассового скалярного поля для «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости $z = 0$.
- Поиск условий на потенциал скалярного поля, при которых, в пределе сжатия в одномерный объект, компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны движущейся по той же траектории.

Компоненты тензора энергии-импульса для нуль-струны имеют вид [4]:

$$T^{mn} \sqrt{-g} = \gamma \int d\tau d\sigma x_{,\tau}^m x_{,\tau}^n \delta^4(x^l - x^l(\tau, \sigma)), \quad (1)$$

где индексы m, n, l принимают значения $0, 1, 2, 3$, функции $x^m = x^m(\tau, \sigma)$ определяют траекторию движения нуль-струны, τ и σ параметры на мировой поверхности нуль-струны $x^m_{,\tau} = \partial x^m / \partial \tau$, $g = |g_{mn}|$, g_{mn} - метрический тензор внешнего пространства, $\gamma = const$. В цилиндрической системе координат $x^0 = t$, $x^1 = \rho$, $x^2 = \theta$, $x^3 = z$, функции $x^m(\tau, \sigma)$, определяющие траекторию движения замкнутой нуль-струны, коллапсирующей в плоскости $z = 0$, имеют следующий вид:

$$t = \tau, \rho = -\tau, \theta = \sigma, z = 0, \tau \in (-\infty, 0]. \quad (2)$$

Используя симметрии траектории (2), общее выражение квадратичной формы, описывающей рассматриваемое движение нуль-струны, может быть представлено в виде

$$dS^2 = e^{2\nu}(dt)^2 - A(d\rho)^2 - B(d\theta)^2 - e^{2\mu}(dz)^2, \quad (3)$$

где ν, μ, A, B функции переменных t, ρ, z . Поскольку траектория (2) должна быть одним из решений уравнений движения нуль-струны, то можно получить дополнительные условия на метрические функции, при которых траектория движения нуль-струны, задаваемое равенствами (2), остается неизменной. Движение нуль-струны в псевдоримановом пространстве определяется следующей системой уравнений [3]:

$$x^m_{,\tau\tau} + \Gamma^m_{pq} x^p_{,\tau} x^q_{,\tau} = 0, \quad (4)$$

$$g_{mn} x^m_{,\tau} x^n_{,\tau} = 0, \quad g_{mn} x^m_{,\tau} x^n_{,\sigma} = 0, \quad (5)$$

где Γ^m_{pq} - символы Кристоффеля. Первое уравнение из (5) для (2) имеет вид $e^{2\nu} - A = 0$, откуда

$$e^{2\nu} = A, \quad (6)$$

а оставшиеся уравнения (4), (5) для (2), (3) при условии (6), приводятся к единственному уравнению $v_{,\rho} - v_{,\tau} = 0$, откуда

$$v = v(\eta, z), \quad (7)$$

где $\eta = t + \rho$. Анализ системы уравнений Эйнштейна для квадратичной формы (3), при условиях (6), (7), позволяет доопределить функциональную зависимость метрических функций, а именно:

$$\mu = \mu(\eta, z), \quad B = B(\eta, z), \quad (8)$$

при этом сама система Эйнштейна может быть представлена в виде

$$-\mu_{,\eta\eta} - \frac{B_{,\eta\eta}}{2B} - (\mu_{,\eta})^2 + \left(\frac{B_{,\eta}}{2B}\right)^2 + 2\nu_{,\eta} \left(\mu_{,\eta} + \frac{B_{,\eta}}{2B}\right) = \chi\gamma \frac{e^{2\nu-\mu}}{\sqrt{B}} \delta(\eta)\delta(z), \quad (9)$$

$$\nu_{,zz} + \frac{B_{,zz}}{2B} + (\nu_{,z})^2 - \left(\frac{B_{,z}}{2B}\right)^2 - \mu_{,z}\nu_{,z} - \frac{B_{,z}}{2B}(\mu_{,z} - \nu_{,z}) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{B_{,\eta z}}{B} + 2\nu_{,\eta z} - \frac{1}{2} \frac{B_{,\eta}}{B} \frac{B_{,z}}{B} - \frac{B_{,\eta}}{B} \nu_{,z} - \frac{B_{,z}}{B} \mu_{,\eta} - 2\mu_{,\eta}\nu_{,z} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{B}{e^{2\mu}} (2\nu_{,zz} + 3(\nu_{,z})^2 - 2\nu_{,z}\mu_{,z}) = 0, \quad (\nu_{,z})^2 + 2\nu_{,z} \frac{B_{,z}}{2B} = 0. \quad (12)$$

Для (6)-(8) получаем следующее выражение квадратичной формы (3)

$$dS^2 = e^{2\nu} \left((dt)^2 - (d\rho)^2 \right) - B(d\theta)^2 - e^{2\mu} (dz)^2, \quad (13)$$

где ν, μ, B функции переменных η, z .

В дальнейшем, используя результат работы [5], будем рассматривать компоненты нуль-струнного тензора энергии-импульса как предел «размазанного» распределения, в качестве которого выберем вещественное безмассовое скалярное поле, поскольку в решаемой задаче мы рассматриваем скалярный нуль-объект.

1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» ЗАДАЧИ

Тензор энергии-импульса для вещественного безмассового скалярного поля имеет следующий вид

$$T_{\alpha\beta} = \varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} L, \quad (14)$$

где $L = g^{\alpha\beta} \varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta}$, $\varphi_{,\alpha} = \partial\varphi/\partial\alpha$, φ -потенциал скалярного поля, индексы α, β принимают значения 0,1,2,3. Для само-согласованности уравнений Эйнштейна построенных для (13), (14), будем требовать

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\beta}(\eta, z) \rightarrow \varphi = \varphi(\eta, z). \quad (15)$$

Расписывая (14) для (13), (15), находим

$$\begin{aligned} T_{00} &= (\varphi_{,\eta})^2 + \frac{e^{2(\nu-\mu)}}{2} (\varphi_{,z})^2, \quad T_{11} = (\varphi_{,\eta})^2 - \frac{e^{2(\nu-\mu)}}{2} (\varphi_{,z})^2, \\ T_{22} &= -\frac{Be^{-2\mu}}{2} (\varphi_{,z})^2, \quad T_{33} = \frac{1}{2} (\varphi_{,z})^2, \quad T_{01} = (\varphi_{,\eta})^2, \quad T_{03} = T_{13} = \varphi_{,\eta}\varphi_{,z}. \end{aligned} \quad (16)$$

Система уравнений Эйнштейна для (13), (16) может быть представлена в следующем виде

$$2\nu_{,\eta}\mu_{,\eta} + 2\nu_{,\eta} \frac{B_{,\eta}}{2B} - \mu_{,\eta\eta} - (\mu_{,\eta})^2 - \frac{B_{,\eta\eta}}{2B} + \left(\frac{B_{,\eta}}{2B}\right)^2 = \chi(\varphi_{,\eta})^2, \quad (17)$$

$$2v_{,zz} + 2\frac{B_{,zz}}{2B} + 2(v_{,z})^2 - 2\left(\frac{B_{,z}}{2B}\right)^2 - 2v_{,z}\mu_{,z} - 2\frac{B_{,z}}{2B}(\mu_{,z} - v_{,z}) = -\chi(\varphi_{,z})^2, \quad (18)$$

$$\frac{-B_{,\eta z}}{2B} - v_{,\eta z} + \frac{B_{,z}}{2B} \frac{B_{,\eta}}{2B} + \frac{B_{,\eta}}{2B} v_{,z} + \frac{B_{,z}}{2B} \mu_{,\eta} + \mu_{,\eta} v_{,z} = \chi\varphi_{,\eta}\varphi_{,z}, \quad (19)$$

$$2v_{,zz} + 3(v_{,z})^2 - 2v_{,z}\mu_{,z} = -\frac{\chi}{2}(\varphi_{,z})^2, \quad (v_{,z})^2 + 2v_{,z}\frac{B_{,z}}{2B} = \frac{\chi}{2}(\varphi_{,z})^2. \quad (20)$$

Рассмотрим полученную систему уравнений (17)–(20) для распределения скалярного поля, сконцентрированного внутри “тонкого” кольца, для которого переменные η и z изменяются в пределах

$$\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta], \quad z \in [-\Delta z; \Delta z], \quad (21)$$

где положительные константы $\Delta\eta$ и Δz определяют “толщину” кольца

$$\Delta\eta \ll 1, \quad \Delta z \ll 1, \quad (22)$$

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

$$\Delta\eta = 0, \quad \Delta z = 0. \quad (23)$$

Тогда пространство-время, в котором движется такая “размазанная” нуль-струна и для которого переменные η и z изменяются в пределах

$$\eta \in (-\infty; +\infty), \quad z \in (-\infty; +\infty), \quad (24)$$

условно можно разбить на три области:

- область I, для которой (рис.1)

$$\eta \in (-\infty; -\Delta\eta) \cup (\Delta\eta; +\infty), \quad z \in (-\infty; +\infty), \quad (25)$$

- область II, для которой (рис.1)

$$\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta], \quad z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty), \quad (26)$$

- область III, для которой (рис.1)

$$z \in [-\Delta z; \Delta z], \quad \eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta]. \quad (27)$$

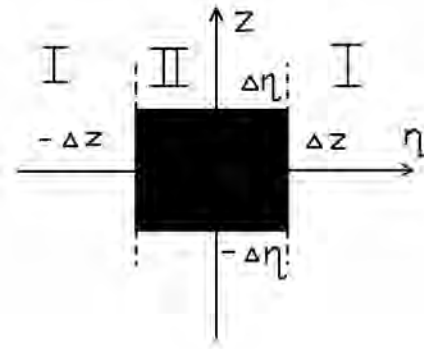


Рис. 1. На рисунке, схематично, в переменных z, η , представлено сечение пространства плоскостью $\theta = const$, а также условное разбиение пространства на три области определяемых (25)-(27). Область III выделена черным цветом.

Поскольку при стягивании скалярного поля в струну система уравнений (17)–(20) для скалярного поля должна асимптотически стремиться к системе (9)–(12) для замкнутой нуль-струны, то в области I, II (рис.1)

$$\varphi = 0, \varphi_{,z} = 0, \varphi_{,\eta} = 0, \quad (28)$$

а в области III, в общем случае,

$$\varphi \neq 0, \varphi_{,z} \neq 0, \varphi_{,\eta} \neq 0. \quad (29)$$

Сравнивая систему уравнений (9)–(12) для замкнутой нуль-струны с системой (17)–(20), можно сделать вывод о том, что при стягивании скалярного поля в струну, то есть при $\Delta\eta = 0, \Delta z = 0$

$$(\varphi_{,z})^2 = 0, (\varphi_{,\eta})^2 \rightarrow \infty, (\varphi_{,z}\varphi_{,\eta}) = 0. \quad (30)$$

В области I, согласно (28), при любом фиксированном значении переменной $\eta = \eta_0 \in (-\infty; -\Delta\eta) \cup (\Delta\eta; +\infty)$ и для всех значений $z \in (-\infty; +\infty)$, потенциал скалярного поля

$$\varphi(\eta_0, z) = 0, \quad (31)$$

если же рассматривать распределение потенциала скалярного поля при любом фиксированном значении переменной $\eta = \eta_0 \in [-\Delta z; \Delta z]$, (области II и III), то в случае, когда переменная $z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$ (область II), должно быть выполнено

$$\varphi(\eta_0, z) = 0, \quad (32)$$

а при $z \in [-\Delta z; \Delta z]$ (область III)

$$\varphi(\eta_0, z) \neq 0. \quad (33)$$

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» НУЛЬ-СТРУНЫ

Для полученных условий (31)–(33) распределение потенциала скалярного поля удобно представить в виде

$$\varphi(z, \eta) = -\ln(\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)), \quad (34)$$

где функции $\alpha(\eta)$ и $\lambda(\eta)$ симметричны относительно инверсии η на $-\eta$:

$$\alpha(\eta) = \alpha(-\eta), \lambda(\eta) = \lambda(-\eta). \quad (35)$$

Функция $\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)$ ограничена

$$0 < \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) \leq 1, \quad (36)$$

а потенциал скалярного поля (34), в области (36), может принимать значения от

$$\varphi = 0, \text{ при } \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) = 1, \quad (37)$$

и до

$$\varphi \rightarrow \infty, \text{ при } \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) \rightarrow 0, \quad (38)$$

причем в области I, в соответствии с (31) и (37)

$$\alpha(\eta)=1, \lambda(\eta)=0. \quad (39)$$

Поскольку, согласно (32), потенциал скалярного поля в области II равен нулю, то при $\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta]$ и любом фиксированном значении переменной $z = z_0 \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$, должно быть выполнено

$$\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z_0) = 1. \quad (40)$$

В области III, $\varphi \neq 0$, поэтому для тех же значений $\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta]$ и при $z = z_0 \in [-\Delta z; \Delta z]$

$$0 < \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z_0) < 1. \quad (41)$$

Из (40) следует, что при всех $z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$ значения функции $f(z)$ постоянны

$$f(z) = f_0 = const, \quad (42)$$

причем $f_0 \neq 0$, а функции $\alpha(\eta)$ и $\lambda(\eta)$ связаны между собой

$$\lambda(\eta) = (1 - \alpha(\eta)) / f_0. \quad (43)$$

Подставляя (43) в (42) получаем, что в области III ($\varphi \neq 0$)

$$0 < \alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z) / f_0 < 1, \quad (44)$$

тогда из (38), (44) следует, что при $\varphi \rightarrow \infty$

$$\alpha(\eta) \rightarrow 0, f(z) \rightarrow 0. \quad (45)$$

Таким образом, в выражении для потенциала скалярного поля (34), функции $\alpha(\eta)$ и $f(z)$ ограниченные и для всех $z \in (-\infty; +\infty)$ и $\eta \in (-\infty; +\infty)$ принимают значения

$$0 \leq \alpha(\eta) \leq 1, 0 \leq f(z) \leq f_0. \quad (46)$$

Поведение функции $f(z)$ при $z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$ определяется равенством (42), при $z \rightarrow 0$, согласно (45)

$$f(z) \rightarrow 0. \quad (47)$$

Дифференцируя (34), с учетом (43), по переменным z и η получаем

$$\varphi_{,\eta} = -\frac{\alpha_{,\eta}(1 - f(z)/f_0)}{\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0}, \varphi_{,z} = -\frac{(1 - \alpha(\eta))f_{,z}/f_0}{\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0}. \quad (48)$$

Подставляя (39), (40), (41) в (48) получаем, что в области I, II: $\varphi_{,z} = 0$, $\varphi_{,\eta} = 0$, что согласуется с (28). В области III (рис.1), при $z \rightarrow 0$, с учетом (47), первое равенство (48) можно представить в виде

$$\varphi_{,\eta} = -\alpha_{,\eta} / \alpha(\eta), \quad (49)$$

Откуда, согласно (30), при $\Delta\eta = 0$, $\Delta z = 0$

$$|\alpha_{,\eta} / \alpha(\eta)| \rightarrow \infty. \quad (50)$$

Второе равенство из (48) при $z \rightarrow 0$, можно представить в виде

$$\varphi_{,z} = -f_{,z} / f(z), \quad (51)$$

откуда при $\Delta z = 0$, $\Delta \eta = 0$, согласно (30)

$$f_{,z} / f(z) = 0. \quad (52)$$

С другой стороны, рассматривая равенства (48) в некоторой малой окрестности окружности $\eta = 0$, $z = 0$, то есть внутри области, в которой сконцентрировано скалярное поле и для которой, в соответствии с (37), (38) $\frac{f(z)}{f_0} \ll 1$ и $\alpha(\eta) \ll 1$,

можно записать

$$\varphi_{,z} \varphi_{,\eta} = \frac{\alpha_{,\eta} / \alpha(\eta) \cdot f_{,z} / f(z)}{\left(1 + \frac{1}{f_0} \frac{f(z)}{\alpha(\eta)}\right) \left(1 + f_0 \frac{\alpha(\eta)}{f(z)}\right)}, \quad (53)$$

тогда, согласно (37), при $\Delta z = 0$, $\Delta \eta = 0$, должно быть выполнено

$$(\alpha_{,\eta} f_{,z}) / (\alpha(\eta) f(z)) = 0. \quad (54)$$

В качестве примера, можно привести следующий выбор функций $\alpha(\eta)$ и $f(z)$, удовлетворяющих найденным условиям

$$\alpha(\eta) = \exp\left\{-\frac{1}{\varepsilon + (\xi\eta)^2}\right\}, \quad (55)$$

$$f(z) = f_0 \exp\left\{-\mu \left(1 - \exp\left\{-\frac{1}{(\zeta z)^2}\right\}\right)\right\}, \quad (56)$$

где ξ и ζ определяют размер «толщину» кольца, внутри которого сконцентрировано скалярное поле, соответственно, по переменным z и η , а именно, как следует из (55), (56), при

$$\Delta z \rightarrow 0, \quad \xi \rightarrow \infty, \quad \Delta \eta \rightarrow 0, \quad \zeta \rightarrow \infty, \quad (57)$$

а положительные константы ε и μ обеспечивают выполнение условий (47), (50), (52), при $z = 0$, $\eta = 0$, $\Delta z = 0$, $\Delta \eta = 0$, а именно, при

$$\Delta z \ll 1, \quad \varepsilon \ll 1, \quad \Delta \eta \ll 1, \quad \mu \gg 1, \quad (58)$$

а при дальнейшем сжатии в одномерный объект (нуль-струну), то есть при $\Delta z = 0$, $\Delta \eta = 0$

$$\varepsilon = 0, \quad \mu \rightarrow \infty. \quad (61)$$

Используя (43), (55), (56) для (34) получаем выражение одного из возможных распределений потенциала безмассового вещественного скалярного поля, компоненты тензора энергии-импульса, для которого в пределе сжатия в одномерный объект асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны.

На рис.2 представлено распределение функции $\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0$ в области $\eta \in [-10;10]$, $z \in [-10;10]$, для функций $\alpha(\eta)$, $f(z)$, заданных равенствами (55), (56), которые соответствуют выбору значений констант а) $\xi = \zeta = \mu = 1$; б) $\xi = \zeta = \mu = 4$. Из представленного рисунка видно, что с увеличением значений констант ξ , ζ , область, в которой функция $\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0$ отлична от единицы (т.е. область, в которой сконцентрировано скалярное поле и потенциал скалярного поля, отличен от нуля) сжимается, чему соответствует уменьшение «толщины» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.

На рис.3-5, представлены различные пространственно-временные сечения (по переменным t , ρ , θ) для замкнутой «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости $z = 0$ в области $\eta \in [-10;10]$, $z \in [-10;10]$, для функций $\alpha(\eta)$, $f(z)$, заданных равенствами (55), (56). Отметим, что в представленных рис.3-5, черным цветом выделена область, в которой $\varphi = 0$.

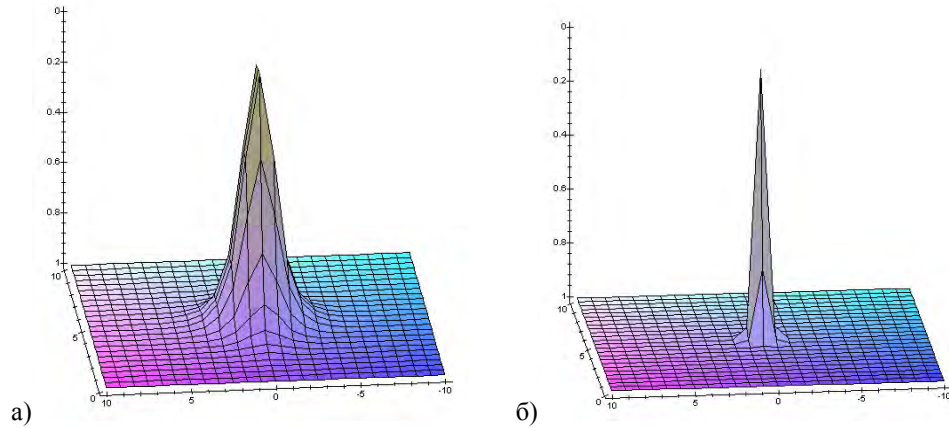


Рис. 2. Распределение функции $\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0$, где, $\eta \in [-10;10]$, $z \in [-10;10]$ при: а) $\xi = \zeta = \mu = 1$, б) $\xi = \zeta = \mu = 4$.

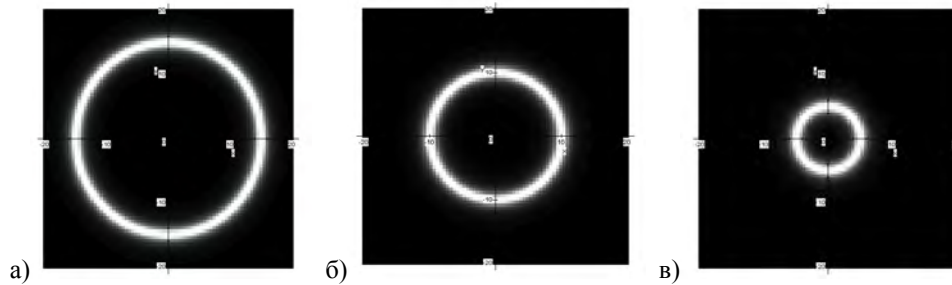
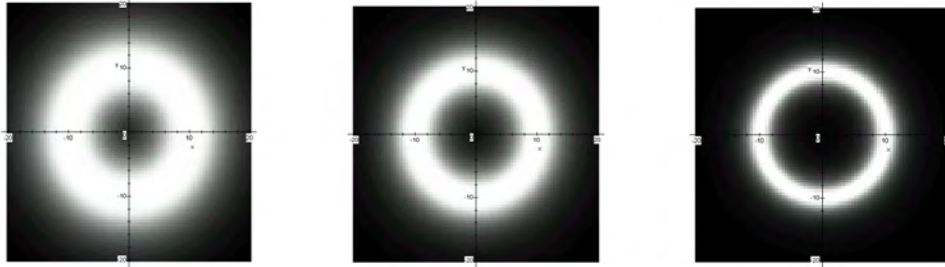


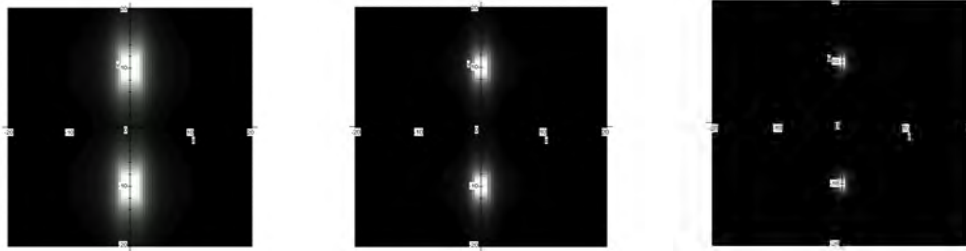
Рис. 3. На рисунках для $\varepsilon = 0.01$, $\xi = 1.3$, $\mu = 4$, $\zeta = 1.3$, $z = 0.01$, представлены распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (34), (55), (56) по переменной t : а) $t = -15$, б) $t = -10$, в) $t = -5$.

Из приведенных рис.3-5 непосредственно следует, что с увеличением значений переменной t (рис.3) радиус «размазанной» нуль-струны уменьшается (нуль-струна коллапсирует в плоскости $z = 0$), а при увеличении значений констант ξ , ζ (рис.4,5) область, в которой потенциал скалярного поля отличен от нуля, сжимается, т.е. уменьшается «толщина» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.



а) б) в)

Рис. 4. На рисунках для $\varepsilon = 0.01$, $\mu = 4$, $\zeta = 1.3$, $z = 0.01$, $t = -10$ представлены распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (34), (55), (56) по переменной ρ : а) $\xi = 0.2$, б) $\xi = 0.3$, в) $\xi = 0.6$.



а) б) в)

Рис. 5. На рисунках для $\varepsilon = 0.01$, $\mu = 4$, $\zeta = 1.3$, $z = 0.01$, $t = -10$ представлено распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (34), (55), (56) на поверхности $\theta = const$: а) $\xi = 0.3$, б) $\xi = 0.5$, в) $\xi = 1.3$.

ВЫВОДЫ

В работе предложен общий вид распределения потенциала безмассового вещественного скалярного поля для «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости $z = 0$. Найдены условия на потенциал скалярного поля, при которых в пределе сжатия скалярного поля в одномерный объект, компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны движущейся по этой же траектории. Приведён пример распределения потенциала скалярного поля, удовлетворяющего найденным условиям. Следующим этапом предложенной работы станет интегрирование системы уравнений Эйнштейна для найденного

распределения скалярного поля и анализ гравитационного поля, порождаемого коллапсирующей нуль-струной.

Список литературы

1. Vilenkin A. Cosmic strings and other topological defects /Vilenkin A., Shellard E.P.S. – Cambridge Univ. Press, 1994. – 534 p.
2. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и космология / Линде А.Д. – М.: Наука, 1990. – 275 с.
3. Peebles P.S.E. Principles of physical cosmology / Peebles P.S.E. - Princeton University Press, 1994. – 850 p.
4. Roshchupkin S.N. Friedmann universes and exact solutions in string cosmology / Roshchupkin S.N., Zheltukhin A.A. // Class. Quantum. Grav. – 1995. – V.12. – P. 2519-2524.
5. Lelyakov O.P. Scalar field potential distribution for a “thick” null string of constant radius / Lelyakov O.P. // Ukr. J. Phys. – 2011. – V. 56, №3. – P. 296-302.

Лесяков О.П. Розподіл потенціалу скалярного поля для замкненої нуль струни, що колапсує / Лесяков О.П., Карпенко А.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 3-12.

У роботі запропоновано загальний вигляд розподілу потенціалу безмасового дійсного скалярного поля для «розмазаної» нуль-струни, що колапсує в площині $z = 0$. Знайдено умови на потенціал скалярного поля, при яких, при стисканні скалярного поля в одновимірний об'єкт, компоненти тензора енергії-імпульсу скалярного поля асимптотично збігаються з компонентами тензора енергії-імпульсу замкненої нуль-струни яка прямує по тій же траєкторії.

Ключові слова: нуль-струна, скалярне поле, космологія.

Lelyakov A.P. Scalar field potential distribution for a “thick” collapsing null string / Lelyakov A.P., Karpenko A.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 3-12.

In this article, we have received, the general view of distribution of potential scalar field for “thick” null string collapsing in plane $z = 0$. Conditions on potential of a scalar field at which, within the limits of compression of a scalar field in one-dimensional object, the stress energy tensor components of a scalar field coincide with components stress energy tensor of the closed null string moving on the same trajectory are found.

Keywords: null string, scalar field, cosmology.

Поступила в редакцію 26.04.2011 г.

УДК 520.872:524.884:52-732

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Пушкарев А.Б.^{1,2}

¹НИИ «Крымская астрофизическая Обсерватория», Научный, Украина

²Главная Астрономическая Обсерватория (Пулково), Санкт-Петербург, Россия

E-mail: pushkarev@crao.crimea.ua

По данным наземных радиоинтерферметрических наблюдений, выполненных на системе апертурного синтеза VLBA (Very Large Baseline Array), а также космических наблюдений гамма-обсерватории *Fermi* локализована область высокоэнергичного (0.1-100 ГэВ) гамма-излучения в активных ядрах галактик и ассоциирована с зоной ускорения частиц в релятивистских выбросах этих источников. Установлено, что данная область находится на расстоянии нескольких парсек от центральной черной дыры.

Ключевые слова: активные ядра галактик, квазары, гамма-излучение, интерферометрия.

ВВЕДЕНИЕ

Активные ядра галактик (квазары, лацетиды, радио- и сейфертовские галактики) представляют собой один из интереснейших феноменов Вселенной благодаря целому ряду своих пекулярных свойств: колоссальное энерговыделение, нетепловой характер излучения, его высокая и в то же время быстрая переменность во всех участках электромагнитного спектра, от радио- до гамма-диапазона. Еще одним типичным признаком активных галактических ядер (АГЯ) является наличие биполярных потоков, состоящих, скорее всего, из электрон-позитронной плазмы, частицы которой могут ускоряться до ультрарелятивистских скоростей. Образование таких струй обусловлено аккрецией вещества на центральный объект – сверхмассивную (до $\sim 10^9$ масс Солнца) черную дыру, и решает задачу отведения части момента вращения аккреционного диска, поддерживая таким образом высокую эффективность дисковой аккреции.

Формирование выбросов в АГЯ в направлениях оси вращения диска происходит в непосредственной близости от черной дыры, на расстояниях около 100 гравитационных радиусов. Ускорение частиц в выбросах может быть результатом прохождения фронтов ударных волн, как это обсуждается в газодинамических моделях [1]. Другой ряд моделей [2] предполагает, что ускорение частиц происходит посредством магнитного поля. Магнитное поле, а именно его тороидальная составляющая также играет исключительную роль в коллимации и удержании джетов, которые в радиодиапазоне могут проследиваться до расстояний в несколько мегапарсек¹, т.е. превышать оптические размеры самих родительских галактик. На больших масштабах струи теряют значительную часть своей энергии как на взаимодействие с окружающей средой, так и на излучение, и в конце концов становятся диффузными и необнаружимыми.

¹ 1пк = $3.08 \cdot 10^{18}$ см

Из-за слабой разрешающей способности первых гамма-инструментов долгое время не удавалось отождествить регистрируемое высокоэнергичное излучение с какими-либо космическими объектами. Лишь один квазар (3C273), находящийся на красном смещении $z = 0.153$ (746 Мпк), был идентифицирован в 1978 г с источником гамма-излучения [3] по наблюдениям со спутника COS-B, выведенного на орбиту в 1975 г и являющегося совместным проектом Европейского космического агентства и НАСА. Ситуация начала меняться только в 1991 г после начала работы инструмента EGRET, установленного на борту космической гамма-обсерватории Compton. Пространственное разрешение EGRET по уровню доверия 68% составляло $\sim 1.7^\circ$ для фотонов с энергиями ~ 1 ГэВ [4], что позволило ассоциировать несколько десятков блазаров (квазаров и лацертид) с яркими гамма-источниками [5,6]. Однако, настоящий прорыв произошел позже и связан с успешным запуском 8 июня 2008 г космической гамма-обсерватории *GLAST* (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) впоследствии переименованной в *Fermi*, на борту которой установлен гамма-телескоп LAT (*Large Area Telescope*) со значительно улучшенными по сравнению с предыдущими инструментами характеристиками [7]: (i) более высоким угловым разрешением (с 68% радиусом ошибок $\sim 0.6^\circ$ для фотонов с энергиями ~ 1 ГэВ, а для фотонов на более высоких энергиях может быть меньше 0.1°); (ii) широким полем зрения (~ 2.4 ср, что в 5 раз больше, чем у EGRET), что позволяет сканировать все небо каждые 3 часа; (iii) высокой чувствительностью, достигаемой благодаря большой эффективной площади ~ 8000 см² (в 6 раз больше, чем у EGRET). Научные наблюдения начались с 5 августа 2008 г, т.е. спустя два месяца после запуска. По результатам первых 11 месяцев LAT-наблюдений был обнаружен 1451 гамма-источник [7] на уровне выше 4σ в интервале энергий от 100 МэВ до 100 ГэВ. При этом, было установлено, что доминирующий вклад в гамма-излучение неба вносят именно активные ядра галактик, на долю которых приходится $\sim 82\%$ отождествленных гамма-источников (671 из 821), имеющих галактическую широту $|b| > 10^\circ$ [8].

Считается, что гамма-излучение в АГЯ формируется в коллимированных струях, состоящих из заряженных частиц, движущихся с релятивистскими скоростями [9]. Как ни парадоксально, но детальные исследования таких струй возможны лишь на противоположном конце электромагнитного спектра, в радиодиапазоне, где достигается рекордное угловое разрешение (доли миллисекунд дуги) в современной астрономии благодаря методу радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), предложенному советскими учеными в 1965 г [10]. Синергия РСДБ и гамма-наблюдений позволили углубить наше понимание физики релятивистских джетов и установить целый ряд взаимосвязей между свойствами АГЯ в радио- и гамма-диапазонах: (i) фотонный гамма-поток и плотность радиоизлучения коррелируют на высоком уровне значимости [11]; (ii) гамма-яркие квазары и объекты типа VL Lacertae имеют более высокие яркостные температуры, видимые скорости движения компонентов струй [12], Допплер-факторы [13] и более широкие видимые углы раскрытия выбросов [14], чем гамма-слабые АГЯ. Также был обнаружен характерный интервал задержек радиоизлучения по отношению к гамма-

излучению, составивший 1-8 месяцев в системе наблюдателя и величину задержки ~ 1.2 месяца в системе отсчета, связанной с источником [15].

Тем не менее, многие вопросы остаются открытыми: механизм(ы) ускорения частиц, механизм(ы) образования гамма-излучения и точная локализация области его генерации, а также причины переменности излучения. В рамках данной работы, используя метод Монте-Карло, исследуется вопрос, где именно в выбросах АГЯ происходит генерация излучения на сверхвысоких энергиях.

1. МОРФОЛОГИЯ СТРУЙ НА ПАРСЕКОВЫХ МАСШТАБАХ

Угловое разрешение наземных РСДБ-наблюдений составляет $\sim \lambda/D$, где λ – длина волны наблюдения, D – максимальная длина проекции базы интерферометра. Например, для $\lambda \sim 4$ см и $D \sim 8000$ км, угловое разрешение составит ~ 1 мсек дуги. Тогда, для источника, находящегося на красном смещении $z \sim 1$, линейный масштаб, соответствующий угловому в 1 мсек составит ~ 8 пк в проекции на небесную сферу для неоднородной Фридмановской модели Вселенной (λ -CDM космология) с параметрами $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ и постоянной Хаббла $H_0 = 71h$ км с⁻¹ Мпк⁻¹ [16].

Одной из наблюдаемых особенностей релятивистского движения в выбросах является эффект так называемого сверхсветового движения компонентов струй, т.е. с видимой проекционной скоростью, превышающей скорость света. Действительно, источник, движущийся со скоростью βc под углом θ к лучу зрения, будет иметь видимую поперечную скорость

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (1)$$

достигающую максимального значения $\Gamma \beta c$ при $\sin \theta = 1/\Gamma$, где $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-0.5}$ – Лоренц-фактор. Тогда, комбинация $\beta > 1/\sqrt{2}$ и малых θ может приводить к $V_{\text{app}} > c$.

Релятивистский характер движения плазмы в струях АГЯ также определяет их морфологические особенности из-за эффекта Доплеровского усиления (Рис. 1), приводящего к видимой односторонности выбросов. Так, отношение наблюдаемого потока струи к его величине в системе источника составляет $D^{2-\alpha}$, где α – спектральный индекс ($S \sim \nu^\alpha$), $D = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$ – Доплер-фактор. Соответственно, отношение потоков приближающегося и удаляющегося выбросов в системе наблюдателя даже для умеренно-релятивистской скорости $\beta = 0.97$ ($\Gamma \approx 4$) составит $[(1 + \beta \cos \theta)/(1 - \beta \cos \theta)]^{2-\alpha} > 10^5$ для $\theta \sim 10^\circ$ и $\alpha = -1$, что далеко за пределами динамических диапазонов ($\sim 10^3$) восстанавливаемых РСДБ-карт распределения яркости радиоисточников. Таким образом, наблюдаемый односторонний характер парсековой структуры АГЯ свидетельствует о сильном

селекционном эффекте, т.е. направленности струй источников под малым углом к лучу зрения.

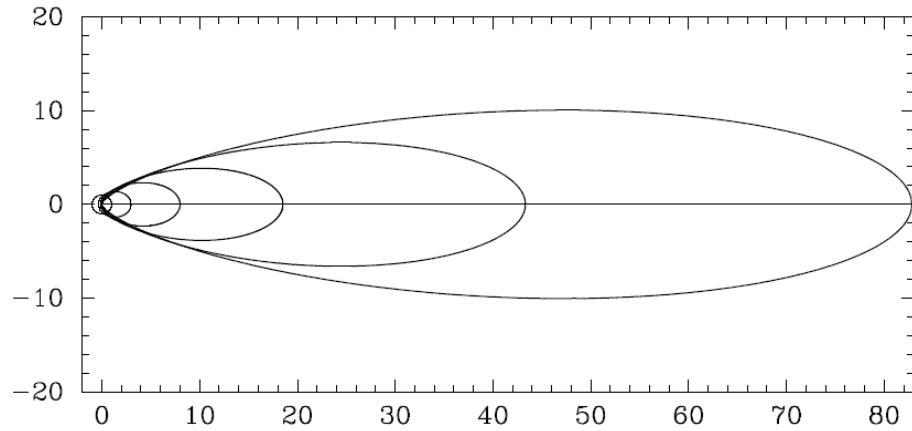


Рис. 1. Параметрическая зависимость усиления потока излучения для $\beta = 0.9, 0.85, 0.75, 0.6, 0.35, 0$ и спектрального индекса струи $\alpha = -1$. С ростом скорости конус излучения становится все более узконаправленным, тогда как для случая неподвижного источника $\beta = 0$ излучение изотропно.

2. ЗАДЕРЖКА РАДИО- ПО ОТНОШЕНИЮ К ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЮ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Как показано в работе [15], типичная величина задержки радиоизлучения РСДБ-ядер на частоте 15 ГГц по отношению гамма-излучению составляет $\Delta t^{\text{sour}} \sim 1.2$ мес в системе источника и $\Delta t^{\text{obs}} \sim (1-8)$ мес в системе наблюдателя. Следует заметить, что под РСДБ-ядром понимают не физическое ядро (черную дыру), а ту область струи, где она становится оптически толстой ($\tau_\nu \approx 1$) на данной частоте из-за эффектов поглощения синхротронного излучения. Таким образом, радиус РСДБ-ядра $r_{\text{core},\nu}$ является функцией частоты наблюдения ν и хорошо аппроксимируется гиперболической зависимостью $r_{\text{core},\nu} \sim 1/\nu$ [17]. Как правило, РСДБ-ядро является самой компактной и при этом доминирующей в потоке детально радиоизображения: в нем содержится $\sim 75\%$ потока с парсекowych масштабов.

Какова физическая природа обнаруженной задержки радиоизлучения? Очевидно, что она не может быть объяснена дисперсией света разных длин волн. Даже для космологических расстояний, на которых находятся АГЯ, дисперсионная задержка составит лишь несколько секунд для частоты 15 ГГц по отношению к гамма-излучению. Модель, интерпретирующая задержку, представлена на Рис. 2. Согласно данной модели, область гамма-излучения (точка 1) находится на

расстоянии r_γ меньше, чем радиус РСДБ-ядра $r_{\text{core},\nu}$ на 15 ГГц (точка 2). В точке 1 излучается гамма-фотон, для которого среда оптически прозрачна, тогда как для радиоизлучения она еще непрозрачна. Возмущению, вызвавшему гамма-вспышку, и распространяющемуся по выбросу со скоростью V , требуется время $\Delta t = \Delta r / V = (r_{\text{core},\nu} - r_\gamma) / V$, по истечению которого оно достигает радиоядра и становится обнаружимым в радиодиапазоне. В этот момент времени, гамма-фотон будет находиться в точке 3 на расстоянии $c\Delta t = c(r_{\text{core},\nu} - r_\gamma) / V$ от точки 1 и будет впереди радио-фотона, излученного в точке 2, на расстоянии

$$\Delta r \frac{c}{V} - \Delta r \cos \theta = \Delta r \frac{c}{V} \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right) = \frac{\Delta r}{\beta} (1 - \beta \cos \theta).$$

С другой стороны, это же расстояние равно $c\Delta t^{\text{sour}}$. Тогда величина Δr

$$\Delta r = c\Delta t^{\text{sour}} \frac{\beta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (2)$$

Используя соотношение (1) между истинной β и видимой β_{app} скоростью, получим

$$\Delta r = r_{\text{core},\nu} - r_\gamma = \frac{\beta_{\text{app}} c\Delta t^{\text{sour}}}{\sin \theta}. \quad (3)$$

Согласно [18], радиус РСДБ-ядра

$$r_{\text{core},\nu} = \frac{\Omega_{r\nu}}{\nu \sin \theta}, \quad (4)$$

где величина $\Omega_{r\nu}$ является мерой сдвига $(r_{\text{core},\nu_1} - r_{\text{core},\nu_2})$ абсолютного положения РСДБ-ядра между частотами ν_1, ν_2 ($\nu_1 < \nu_2$), измеряемого в миллисекундах дуги, и описывается соотношением

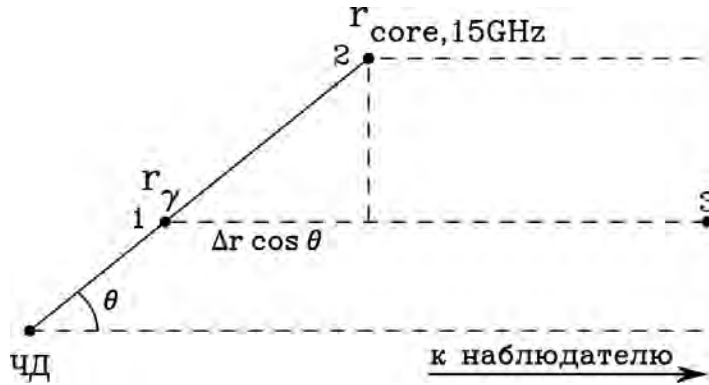


Рис. 2. Схема центральной области АГЯ. Точками обозначены: ЧД – черная дыра, 1 – область генерации гамма-излучения, 2 – радиоядро на частоте 15 ГГц, 3 – местоположение гамма-фотона в момент, когда радиофотон выходит из области непрозрачности (радиоядра).

$$\Omega_{r\nu} = 4.85 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{(r_{\text{core},\nu_1} - r_{\text{core},\nu_2})d_L}{(1+z)^2} \cdot \frac{\nu_1\nu_2}{\nu_2 - \nu_1}, \quad (5)$$

где d_L – фотометрическое расстояние до источника в пк, а частоты наблюдения измеряются в ГГц. Тогда, разделив (3) на (4), получим относительную величину r_γ (в единицах $r_{\text{core},\nu}$)

$$\frac{r_\gamma}{r_{\text{core},\nu}} = 1 - \frac{\beta_{\text{app}}\nu c\Delta t^{\text{sour}}}{\Omega_{r\nu}}. \quad (6)$$

Подставляя (4) в явном виде в выражение (3), а также используя тот факт, что $1/\sin\theta \approx \Gamma \approx \beta_{\text{app}}$ для больших $\Gamma > 10$, получим r_γ в абсолютном виде

$$r_\gamma = \frac{\beta_{\text{app}}}{\nu} (\Omega_{r\nu} - \beta_{\text{app}}c\Delta t^{\text{sour}}), \quad (7)$$

где $\beta_{\text{app}} = 15 \pm 3$, $\Delta t^{\text{sour}} \sim (1.2 \pm 0.2)$ мес, $\Omega_{r\nu} = (12 \pm 2)$ пк ГГц по данным работ [12,15,18], соответственно, а частота РСДБ-наблюдений $\nu = 15.4$ ГГц. Поскольку параметры β_{app} , Δt^{sour} и $\Omega_{r\nu}$ распределены в интервалах ненулевой ширины, то для исследования выражений (6) и (7) был использован метод Монте-Карло. Предполагается, что все три вышеупомянутых параметра имеют нормальное распределение. Для генерации нормального распределения был использован метод трансформации Бокса-Мюллера для случайных величин равномерно распределенных в интервале $[0, 1]$.

Результаты расчета выражения (6) как функции видимой скорости в гамма-ярких струях показаны на Рис. 3 (а) для 100 000 реализаций метода. Доверительный интервал распределения величины $r_\gamma / r_{\text{core},15\text{GHz}}$ (Рис. 3, б) на уровне 68% составил (0.23, 0.50) с медианным значением 0.40.

Результаты вычислений абсолютных значений r_γ (в парсеках) в зависимости от видимой скорости β_{app} согласно соотношению (7) приведены на Рис. 4 (а). Анализ соответствующего распределения r_γ (Рис. 4, б) дал оценки 68% доверительного интервала, составившего (2.50, 5.75) пк и медианного значения распределения, равного 4.48 пк. Таким образом, зона гамма-излучения находится на расстоянии нескольких парсек от центральной аккрецирующей черной дыры, но при этом внутри радиуса РСДБ-ядра на 15 ГГц.

С помощью соотношений (3) и (4) можно также оценить частоту наблюдения ν_0 , на которой временная задержка радио- и гамма-излучения равна нулю, что определяется условием $r_{\text{core},\nu_0} \leq r_\gamma$. Тогда искомая частота

$$\nu_0 \geq \nu_{15\text{GHz}} r_{\text{core},15\text{GHz}} / r_\gamma \quad (8)$$

с медианным значением 38 ГГц и 68% доверительным интервалом (28, 53) ГГц.

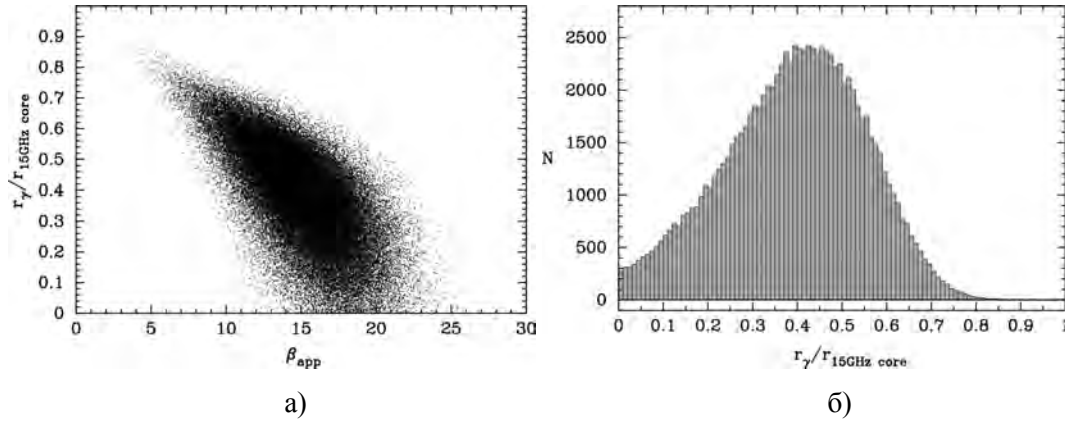


Рис. 3. Положение области формирования гамма-излучения по отношению к радиусу РСДБ-ядра на 15 ГГц как функция видимой скорости струи (а). Распределение величины $r_\gamma / r_{\text{core},15\text{GHz}}$ (б).

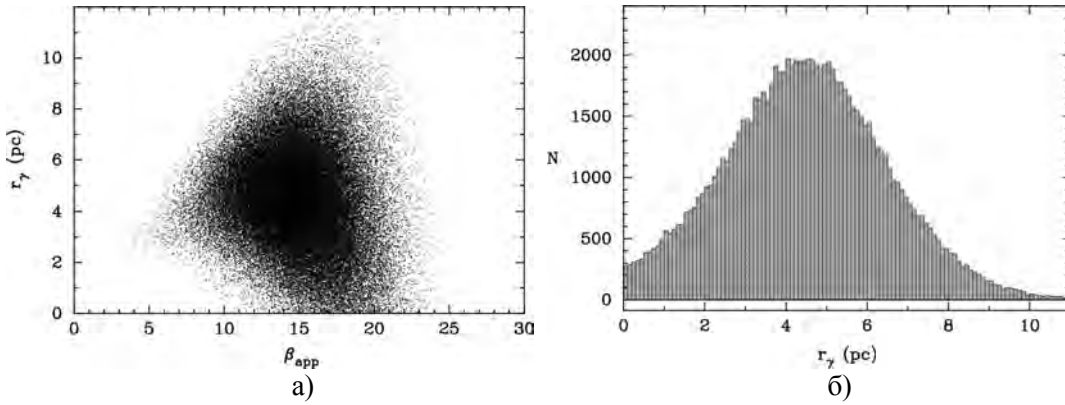


Рис. 4. Расстояние от центральной черной дыры до зоны генерации гамма-излучения как функция видимой скорости струи β_{app} (а). Распределение r_γ (б).

Заметим также, что область формирования гамма-излучения очень компактна. Ее размер d можно оценить по характерной наблюдаемой длительности ярких гамма-вспышек, составляющей $\tau^{\text{obs}} \sim 10$ дней. Соответствующий промежуток времени в системе источника составит $\tau^{\text{sour}} = \tau^{\text{obs}} D / (1 + z)$, где D – Допплер-фактор, z – красное смещение. Используя значения $D \sim 18$ и $z \sim 1$, типичные для гамма-ярких АГЯ [12,13], размер области формирования гамма-излучения составит $d \leq c\tau^{\text{sour}} \sim 0.07$ пк, т.е. $d \ll r_\gamma$ и соизмеримо с поперечными размерами фронтов релятивистских ударных волн, распространяющихся по выбросу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена локализация области формирования гамма-излучения в активных ядрах галактик с помощью метода Монте-Карло, используя результаты анализа (i) задержки радио- к гамма-излучению, (ii) собственных движений в струях гамма-ярких АГЯ и (iii) эффекта частотного сдвига абсолютного положения РСДБ-ядер квазаров. Показано, что данная область очень компактна (≤ 0.1 пк) и находится на расстоянии ~ 0.4 радиуса РСДБ-ядра на 15 ГГц, что соответствует расстоянию в несколько парсек от центральной черной дыры, т.е. может быть ассоциирована с зоной коллимации и ускорения релятивистских струй.

Список литературы

1. Daly R.A. The gasdynamics of compact relativistic jets / Daly R.A., Marscher A.P. // *Astrophysical Journal*. – 1988. – V. 334. – P. 539-551.
2. Komissarov S.S. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets / Komissarov S.S., Barkov M.V., Vlahakis N., Königl A. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2007. – V. 380. – P. 51-70.
3. Swanenburg B.N. COS B observation of high-energy gamma radiation from 3C273 / Swanenburg B.N., Hermsen W., Bennett K., Bignami G.F., Caraveo P., Kanbach G., Mayer-Hasselwander H.A., Masnou J.L., Paul J.A., Sacco B. // *Nature*. – 1978. – V. 275. – P. 298.
4. Thompson D.J. Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory / Thompson D.J., Bertsch D.L., Fichtel C.E. et al. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. – 1993. – V. 86. – P. 629-656.
5. Mattox J.R. A Quantitative Evaluation of Potential Radio Identifications for 3EG EGRET Sources / Mattox J.R., Hartman R.C., Reimer O. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2001. – V. 135. – P. 155-175.
6. Sowards-Emmerd D. The Gamma-Ray Blazar Content of the Northern Sky / Sowards-Emmerd D., Romani R.W., Michelson P.F. // *Astrophysical Journal*. – 2003. – V. 590. – P. 109-122.
7. Abdo A.A. Fermi Large Area Telescope First Source Catalog / Abdo A.A. et al. // *Astrophysical Journal Supplement*. – 2010. – V. 188. – P. 405-436.
8. Abdo A.A. The First Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope / Abdo A.A. et al. // *Astrophysical Journal*. – 2010. – V. 715. – P. 429-457.
9. Blandford R.D. Some comments on radiation mechanisms in Lacertids / Blandford R.D., Rees M.J. // *Proceedings of Pittsburgh Conference on BL Lac Objects*. – P. 328-341.
10. Matveenko L.I. Large base-line radio interferometers / Matveenko L.I., Kardashev N.S., Sholomitskii G.B. // *Izvestiya VUZ. Radiofizika*. – 1965. – V. 8. – P. 651-654.
11. Kovalev Y.Y. The Relation Between AGN Gamma-Ray Emission and Parsec-Scale Radio Jets / Kovalev Y.Y., Aller H.D., Aller M.F., Homan D.C., Kadler M., Kellermann K.I., Kovalev Yu.A., Lister M.L., McCormick M.J., Pushkarev A.B., Ros E., Zensus J.A. // *Astrophysical Journal Letters*. – 2009. – V. 696. – P. 17-21.
12. Lister M.L. A Connection Between Apparent VLBA Jet Speeds and Initial Active Galactic Nucleus Detections Made by the Fermi Gamma-Ray Observatory / Lister M.L., Homan D.C., Kadler M., Kellermann K.I., Kovalev Y.Y., Ros E., Savolainen T., Zensus J.A. // *Astrophysical Journal Letters*. – 2009. – V. 696. – P. 22-26.
13. Savolainen T. Relativistic beaming and gamma-ray brightness of blazars / Savolainen T., Homan D.C., Hovatta T., Kadler M., Kovalev Y.Y., Lister M.L., Ros E., Zensus J.A. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2010. – V. 512. – P. 24-27.
14. Pushkarev A.B. Jet opening angles and gamma-ray brightness of AGN / Pushkarev A.B., Kovalev Y.Y., Lister M.L., Savolainen T. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2009. – V. 507. – P. 33-36.

15. Pushkarev A.B. Radio/Gamma-ray Time Delay in the Parsec-scale Cores of Active Galactic Nuclei / Pushkarev A.B., Kovalev Y.Y., Lister M.L. // *Astrophysical Journal Letters*. – 2010. – V. 722. – P. 7-11.
16. Komatsu E. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy probe Observations: Cosmological Interpretation / Komatsu E., Dunkley J., Nolte M.R. et al. // *Astrophysical Journal Supplement* – 2009. – V. 180. – P. 330-376.
17. Sokolovsky K.V. A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets I. Evidence for dominating synchrotron opacity / Sokolovsky K.V., Kovalev Y.Y., Pushkarev A.B., Lobanov A.P. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2011 (in press), arXiv:1103.6032.
18. Lobanov A.P. Ultracompact jets in active galactic nuclei / Lobanov A.P. // *Astronomy and Astrophysics*. – 1998. – V. 330. – P. 79-89.

Пушкар'єв О.Б. Локалізація гамма-випромінювання в активних ядрах галактик / Пушкар'єв О.Б. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 13-21.

За даними наземних радіоінтерферометричних спостережень, виконаних на системі апертурного синтезу VLBA (Very Large Baseline Array), а також космічних спостережень гамма-обсерваторії *Fermi* локалізована область високоенергійного (0.1-100 GeV) гамма-випромінювання в активних ядрах галактик і асоційована з зоною прискорення частинок в релятивістських струменях цих джерел. Встановлено, що дана область знаходиться на відстані декількох парсек від центральної чорної діри.

Ключові слова: активні ядра галактик, квазари, гамма-випромінювання, інтерферометрія.

Pushkarev A.B. Localization of gamma-ray emission in active galactic nuclei / Pushkarev A.B. // *Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University*. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 13-21.

Combining observational data from ground radio interferometric observations, carried out at the aperture synthesis system VLBA (Very Large Baseline Array), together with space observations at the gamma-ray observatory *Fermi*, the high-energy (0.1-100 GeV) gamma-ray emission site in active galactic nuclei is localized and associated with the particle acceleration zone in relativistic outflows of these objects. It is found that the gamma-ray emission region is situated at a distance of several parsecs away from the central black hole.

Keywords: active galactic nuclei, quasars, gamma-ray emission, interferometry.

Поступила в редакцію 19.04.2011 г.

УДК 539.391+514.764.2

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ ДИНАМИКИ n -СОЛИТОНОВ В В- ФАЗЕ ЖИДКОГО He^3

Рошупкин С.Н.

Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского
E-mail: rsn@crimea.edu

Рассмотрена динамика n -солитонов в В-фазе жидкого He^3 . Показано, что поправка первого порядка по теории возмущений приводит к деформации солитона.

Ключевые слова: жидкий He^3 , В-фаза, солитон, теория возмущений.

ВВЕДЕНИЕ

Фазовые переходы нормального He^3 в А-фазу и А-фазы в фазу В были обнаружены на кривой плавления твердого He^3 при давлении $p = 35$ атм. и температуре $T_c = 2,6$ мК, $T_{AB} = 2,07$ мК соответственно. С понижением давления температура перехода T_c между нормальным состоянием He^3 и сверхтекучим понижается до $T_c = 0,9$ мК при $p = 0$, а T_{AB} -растет до $T_{AB} = 2,4$ мК при $p = 20$ атм., т.е. имеет место поликритическая точка [1]. Теоретические и экспериментальные исследования сверхтекучего He^3 показали, что в сверхтекучем He^3 происходит триплетное куперовское спаривание с орбитальным моментом $l = 1$.

Пожалуй, наиболее интересные свойства сверхтекучих фаз He^3 связаны с пространственно-неоднородными конфигурациями полей параметра порядка: дисклинациями, вихрями, солитонами и т.д. Все эти объекты играют существенную роль в спиновой и орбитальной динамике сверхтекучего He^3 [2].

Предлагаемая вниманию работа посвящена исследованию динамики доменной стенки в В-фазе сверхтекучего He^3 на основе солитонной теории возмущений [3].

ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В В-ФАЗЕ He^3 ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Наличие магнитного поля приводит в В-фазе He^3 к образованию n -текстур, аналогичных магнитным стенкам в нематиках. Рассмотрим рождение и распространение n -солитонов при выключении неоднородного магнитного поля. В подобной ситуации в В-фазе He^3 наблюдались медленные магнитные возмущения,

скорость которых сложным образом зависела от возбуждающего магнитного поля [4]. Для отождествления обнаруженных магнитных возмущений с n -солитонами необходимо провести более детальные измерения зависимости скорости волны от магнитных полей, однако качественно результаты можно объяснить на языке солитонов.

Уравнение движения для вектора \vec{n} , считая, что реализуется конфигурация Леггетта описывается уравнением [5]

$$\varphi_{tt} - c_3^2 \varphi_{xx} + \frac{c_3^2}{2\xi_{H_3} \varphi_x} \frac{\partial}{\partial x} \left[\sin^2 \varphi \left(1 + \alpha^2 \xi_{H_3}^2 \varphi_x^2 \right) \right] = 0, \quad (1)$$

здесь

$$c_i^2 = \frac{4}{5} \frac{\gamma_0^2}{\chi_B} K_i, \quad \xi_{H_i} = \frac{1}{H} \left(\frac{K_i}{a} \right)^{1/2}, \quad K_i = \frac{5}{64} b_i K \Delta_B^2, \quad \alpha^2 = 1 - \frac{b_1}{b_3}, \quad (2)$$

$$K = \frac{3}{5} N_F \xi_0^2, \quad N_F = \frac{m^* k_F}{\pi^2 \hbar^2}, \quad \xi_0^2 = \frac{7\zeta(3)}{48\pi^2} \frac{\hbar^2 v_F^2}{k_B^2 T_c^2}, \quad a = g_D \left(\frac{\mu_0}{\Delta_B} \right)^2,$$

где m^* - эффективная масса, ξ_0 - радиус пары, N_F - плотность состояний на поверхности Ферми, χ_A и χ_B - восприимчивости А- и В-фаз He^3 , μ_0 - магнитный момент ядра атома He^3 , Δ - щель в спектре квазичастиц, g_D - константа диполь-дипольного взаимодействия, γ_0 - гиромагнитное отношение ядер атомов He^3 , K_i - «константы Франка», а $b_1 = 13$, $b_2 = 11$, $b_3 = 16$.

Следует отметить, что если $K_1 = K_3$ ($\alpha^2 = 0$), статическое решение уравнения (1) представляет собой стенку, перпендикулярную магнитному полю [6], а анизотропия ($K_1 \neq K_3$) приводит к тому, что стенка становится несимметричной относительно плоскости $x = 0$.

Для удобства приведем уравнение (1) к стандартному виду

$$\varphi_{tt} - c_3^2 \varphi_{xx} + \frac{c_3^2}{\xi_{H_3}} \sin \varphi \cos \varphi = \varepsilon R[\varphi], \quad (3)$$

где

$$R[\varphi] = -c_3^2 \xi_{H_3} \left(\frac{1}{2} \varphi_x^2 \sin 2\varphi + \varphi_{xx} \sin^2 \varphi \right), \quad (4)$$

а $\varepsilon = \alpha^2 \ll 1$ - малый параметр. Решение уравнения (3), описывающего эволюцию солитона под действием малых возмущений ищем в виде:

$$\varphi(x, t) = \varphi_s(z) + \varepsilon \tilde{\varphi}(x, t) + \dots \quad (5)$$

Первое слагаемое

$$\varphi_s(z) = 4 \operatorname{arctg}(e^z), \quad z = \frac{x - \xi}{(1 - v^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

Соответствует адиабатическому приближению. Это приближение по форме совпадает с невозмущенным солитоном, однако его параметры ξ и v зависят от времени.

Пользуясь схемой обратной задачи рассеяния, а также уравнениями эволюции данных рассеяния только дискретного спектра под действием возмущений, можно получить с точностью до ε уравнения определяющие в адиабатическом приближении зависимость параметров ξ и v от времени [7]

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\varepsilon}{4} (1 - v^2)^{3/2} J_0(v), \quad (7)$$

$$\frac{d\xi}{dt} = v - \frac{\varepsilon}{4} v (1 - v^2) J_1(v), \quad (8)$$

где

$$J_n(v) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{z^n R[\varphi_s(z)]}{ch(z)}, \quad n = 0, 1. \quad (9)$$

Используя уравнения описывающие эволюцию данных рассеяния непрерывного спектра под влиянием возмущения, находим поправку первого порядка по ε [8]

$$\tilde{\varphi}(x, t) = \varphi_1(z) + \varphi_2(z, \tilde{z}) + w(z, z^+, z^-), \quad (10)$$

где

$$\varphi_1(z) = \frac{1}{4ch(z)} \left\{ \int_{-\infty}^{\tilde{z}} dy \frac{R[\varphi_s(y)]}{ch(y)} F(z, y) + \int_z^{\infty} dy \frac{R[\varphi_s(y)]}{ch(y)} F(-z, -y) \right\}, \quad (11)$$

$$\varphi_2(z, \tilde{z}) = -\frac{v^2 \tilde{z}^2}{4ch(z)} J_0(v) + \frac{v^2 \tilde{z}^2}{2ch(z)} J_1(v). \quad (12)$$

Здесь

$$\tilde{z} = \frac{x - \xi_0 - v_0 t}{(1 - v^2)^{1/2}}, \quad z^{\pm} = \frac{x - \xi_0 \pm v_0 t}{(1 - v^2)^{1/2}}, \quad (13)$$

$$F(x, y) = e^{-z} ch(y) + e^y ch(y) - z + y + v^2 (z - y)^2 - 1.$$

Последнее слагаемое в (10) описывает излучаемые солитоном волны, которые распространяются со скоростями, существенно отличающимися от скорости солитона и по этой причине вклад этого члена не учитывается.

Подставляя (4), (6) в уравнения (7), (8), описывающие зависимость параметров v и ξ от времени в адиабатическом приближении, находим

$$\frac{dv}{dt} = 0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 1 + \frac{\varepsilon(\pi + 2)}{12}(1 - 3v^2). \quad (14)$$

Решения уравнений (14) тривиальны

$$v = v_0, \quad \xi = 1 + \frac{\varepsilon(\pi + 2)}{12}(1 - 3v^2). \quad (15)$$

Здесь v_0, ξ_0 - константы интегрирования, которые определяются начальными данными.

Так же легко могут быть вычислены поправки $\varphi_1(z)$ и $\varphi_2(z, \tilde{z})$

$$\varphi_1(z) = \frac{1}{6(1 + e^{2z})ch(z)} \left\{ e^{2z} \left[-8\text{arcth}(e^z) + \pi v^2 z + v^2 z - 3 \right] + \right. \\ \left. + 2\pi e^z - 8\text{arcth}(e^z) + (\pi + 2)v^2 z + 2\pi + 3 \right\}, \quad (16)$$

$$\varphi_2(z, \tilde{z}) = -\frac{(\pi + 2)}{6} \cdot \frac{v^2 (x - \xi_0 - v_0 t)}{(1 - v_0^2)^{1/2} sh \left[(x - \xi_0) / \sqrt{1 - v_0^2} \right]}. \quad (17)$$

Решения (15) показывают, что в адиабатическом приближении скорость доменной стенки остается неизменной, а сама она сдвигается на постоянную величину, определяемую начальной скоростью. Однако такое поведение доменной стенки не подтверждается экспериментально [4]. Таким образом описание движения солитона под действием внешних возмущений в рамках адиабатического приближения основанного на рассмотрении эволюции только дискретного спектра задачи рассеяния, не является адекватным физической ситуации. В связи с этим необходимо учитывать поправки возникающие из-за эволюции непрерывного спектра задачи рассеяния под действие возмущений, которые так же дают вклад в динамику локализованной части решения и приводят к деформации солитона. Соответствующие поправки даются формулами (16) и (17) и достаточно неплохо описывают экспериментальные данные.

Учет высших приближений по анизотропии затруднен в силу громоздкости вычислений. Однако, оценки и численный эксперимент [9] показывают, что основной вклад в ряд теории возмущений дают найденные поправки (16) и (17).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что для рассматриваемого типа внешнего возмущения адиабатическое приближение при описании движения солитона плохо согласуется с экспериментальными данными. С этой целью рассмотрены поправки к адиабатическому приближению, которые определяются теорией возмущений, основанной на методе обратной задачи рассеяния. Показано, что поправки первого порядка по анизотропии дают вклад в динамику локализованной части решения и приводят к деформации доменной стенки. Полученное решение достаточно неплохо описывает экспериментальные данные.

Список литературы

1. Воловик Г.Е. Сверхтекучие свойства А-фазы гелия-3 / Воловик Г.Е. // УФН. – 1984. – т.143, вып. 1. – с.73-108.
2. Минеев В.П. Сверхтекучий гелий-3: введение в предмет / Минеев В.П. // УФН. – 1983. – т.139, вып.2. – с.303-330.
3. Карпман В.И. Теория возмущений для солитонов / Карпман В.И., Маслов Е.М. // ЖЭТФ. – 1977. – т.73, вып.2(8). – с.537-559.
4. Makhankov V.G. Dynamics of classical solitons (in nonintegrable systems) / Makhankov V.G. // Phys. Rep. – 1978. – vol.35, No.1. – p.1-128.
5. Рожков С.С. Динамика параметра порядка сверхтекучих фаз гелия-3 / Рожков С.С. // УФН. – 1986. – т.148, вып.2. – с.325-345.
6. Keener I.P. Solitons under perturbations / Keener I.P., McLaughlin D.W. // Phys. Rev. – 1977. – vol. A16, No.1. – p.777-790.
7. Кившарь Ю.С. Об особенности эволюции солитонов под действием малых возмущений / Кившарь Ю.С., Косевич А.М. // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – т.37, № 11. – с. 542-543.
8. Абдулаев Ф.Х. Динамика солитонов в неоднородных конденсированных средах / Абдулаев Ф.Х., Хабибулаев П.К. – Ташкент: изд-во «Фан» УзССР, 1986. – с.183.
9. Makhankov V.G. Computer experiments in soliton theory / Makhankov V.G. // Comp. Phys. Communs. – 1980. – vol.21. – p.1-49.

Рощупкін С.М. Теорія збурень для n-солітонів у В-фазі рідкого He^3 / Рощупкін С.М. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 22-26.

Розглянута динаміка n-солітонів у В-фазі рідкого He^3 . Показане, що поправка першого порядку по теорії збурень призводить до деформації солітона.

Ключові слова: рідкий He^3 , В-фаза, солітон, теорія збурень.

Roshchupkin S.N. The perturbation theory for n-soliton dynamics in B-phase of liquid He^3 / Roshchupkin S.N. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 22-26.

Dynamics for n-soliton in B-phase of liquid He^3 is considered. It is shown, that first order terms of perturbative theory gives rise to deformation of soliton.

Keywords: liquid He^3 , B-phase, soliton, perturbation theory.

Поступила в редакцію 01.06.2011 г

УДК: 537.612

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОМ МАГНЕТИКЕ С ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ТИПА «ZIG-ZAG»

Фридман Ю.А., Мелешко А.Г.

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

В работе исследованы фазовые состояния сильно анизотропного антиферромагнетика со сложными обменными взаимодействиями, находящегося во внешнем магнитном поле. Показано, что учет обменного взаимодействия типа «zig-zag» делает энергетически не выгодным реализацию ферромагнитной фазы.

Ключевые слова: обменное взаимодействие типа «zig-zag»; антиферромагнетик; большая одноионная анизотропия.

ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно, сильный магнетизм (ферро-, антиферро- ферримагнетизм) обусловлен чисто квантовым эффектом, а именно, сильным перекрытием волновых функций магнитоактивных атомов, которое, в свою очередь формирует обменное взаимодействие [1]. Однако, в силу экспоненциального убывания степени перекрытия с ростом расстояния между атомами, обменное взаимодействие является короткодействующим, и существенно отличается от нуля лишь для ближайших соседей. Это обстоятельство приводит к достаточно большим проблемам при описании сильно разбавленных магнетиков, магнетиков с треугольной решеткой, или магнитоупорядоченных систем с ярко выраженными квантовыми свойствами. В такого рода системах важную роль играют обменные взаимодействия типа косвенного обмена или РККИ.

Одним из примеров таких систем являются фрустрированные магнетики, для которых обменное взаимодействие отлично от нуля не только для ближайших соседей, но и для следующих за ними [2]. В таких системах могут реализовываться более сложные спиновые состояния, например, спиральная или синусоидальная магнитные структуры.

Однако, фрустрированные системы не обязательно характеризуются «взаимодействием через один». Существует большое число магнитоупорядоченных систем, в которых реализуется обменное взаимодействие типа «zig-zag», т.е. обменное взаимодействие магнитоактивных атомов, находящихся друг относительно друга «накрест» (см. рис.1). Такие системы хорошо изучены для магнетиков со спином $S = \frac{1}{2}$ [3]. Как известно, магнетики со спином $S = \frac{1}{2}$ не обладают одноионной анизотропией, поэтому представляет интерес исследовать магнетик с обменным взаимодействием типа «zig-zag» и одноионной анизотропией.

1. МОДЕЛЬ

В качестве исследуемой системы рассмотрим магнитный диэлектрик, состоящий из двух эквивалентных подрешеток. Спин магнитного иона в каждой из подрешеток будем считать равным единице ($S=1$). Такая величина спина позволяет учесть влияние одноионной анизотропии типа «легкая плоскость». Обменное взаимодействие в подрешетках ($J_{\parallel}(n-n') > 0$) создает ферромагнитный порядок, между подрешетками ($J_{\perp}(n-n') < 0$) – антиферромагнитное упорядочение, и, наконец, между накрестлежащими узлами подрешеток существует взаимодействие $J_{\times}(n-n') < 0$. Схематично, данная магнитная структура приведена на рис. 1.

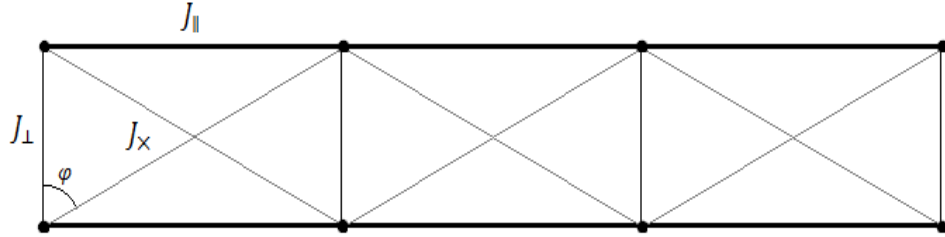


Рис. 1. Графическое изображение обменных взаимодействий в магнетике типа «zig-zag».

Также предположим, что система находится во внешнем магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости. Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{\parallel}(n-n') (\vec{S}_n \vec{S}_{n'}) + \frac{1}{2} \sum_{n,m} J_{\perp}(n-m) (\vec{S}_n \vec{S}_m) + \frac{1}{2} \sum_{n,m} J_{\times}(n-m) (\vec{S}_n \vec{S}_{m+1} + \vec{S}_{n+1} \vec{S}_m) + \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2 - H \sum_n S_n^z, \quad (1)$$

где $\beta > 0$ – константа одноионной анизотропии типа «легкая плоскость» (ХОУ – базисная плоскость), H – магнитное поле (в энергетических единицах), перпендикулярное плоскости ХОУ. В дальнейшем будем предполагать, что энергия одноионной анизотропии превосходит энергию обменного взаимодействия ($\beta \gg J_i, i = \parallel, \perp, \times$). Кроме того, будем рассматривать случай низких температур ($T \ll T_N, T_N$ – температура Нееля).

Для точного учета одноионной анизотропии воспользуемся представлением операторов Хаббарда для спиновых операторов [4,5].

Выделяя среднее поле в гамильтониане (1), получим одноузельный гамильтониан

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2 - \bar{H} \sum_n S_n^z, \quad (2)$$

где $H + \{J_{\parallel}(0) - J_{\perp}(0) - 2J_{\times}(0)\} \langle S^z \rangle = \bar{H}$.

Решая с гамильтонианом (2) одноузельную задачу, получим собственные значения (энергетические уровни магнитного иона)

$$E_1 = \frac{\beta}{2} - \bar{H}, E_0 = 0, E_{-1} = \frac{\beta}{2} + \bar{H} \quad (3)$$

и собственные функции одноузельного гамильтониана

$$|\psi(1)\rangle = |1\rangle, |\psi(0)\rangle = |0\rangle, |\psi(-1)\rangle = |-1\rangle. \quad (4)$$

На базе собственных функций (4) построим операторы Хаббарда $X^{M'M} = |\psi(M')\rangle\langle\psi(M)|$, описывающие переход магнитного иона из состояния M' в состояние M . В терминах операторов Хаббарда одноузельный гамильтониан (2) является диагональным:

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{M=\pm 1,0} E_M H^M,$$

где $H^M = X^{MM}$ – диагональные операторы Хаббарда.

Операторы Хаббарда связаны со спиновыми операторами следующими соотношениями:

$$S^+ = \sqrt{2}(X^{10} + X^{-10}), S^- = \sqrt{2}(X^{01} + X^{0-1}), S^z = H^1 - H^{-1}. \quad (5)$$

Рассмотрим спиновые состояния системы в двух предельных случаях: $H > \beta > J$ и $H < \beta, \beta \gg J$.

Рассмотрим случай больших полей ($H > \beta$). В этом случае, как следует из (3) нижайшим энергетическим уровнем является E_1 , и, следовательно, как видно из (5), среднее значение магнитного момента подрешеток (на один узел) равно

$$\langle S^z \rangle = \langle H^1 \rangle - \langle H^{-1} \rangle \approx 1.$$

Это состояние может являться как ферромагнитным, так и антиферромагнитным.

При малых полях ситуация принципиально иная. В этом случае, как видно из (3), нижайшим энергетическим уровнем является E_0 , т.е. в системе происходит инверсия энергетических уровней. Это обстоятельство приводит к тому, что средняя намагниченность подрешеток (на один узел) равен нулю ($\langle S^z \rangle = 0$). Однако, это состояние не является парамагнитным, поскольку для парамагнитного состояние характерны следующие значения средних:

$$\langle (S^x)^2 \rangle = \langle (S^y)^2 \rangle = \langle (S^z)^2 \rangle = \frac{2}{3}.$$

В рассматриваемом случае данные средние имеют вид:

$$\langle (S^x)^2 \rangle = \langle (S^y)^2 \rangle = 1, \langle (S^z)^2 \rangle = 0.$$

Такое состояние является упорядоченным, но характеризуется не векторным, а тензорным параметром порядка и называется квадрупольным.

2. СПЕКТРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

Спектры элементарных возбуждений позволяют определить области устойчивости соответствующих спиновых состояний.

Определим функцию Грина следующим образом:

$$G^{\alpha,\alpha'}(n,\tau,n',\tau') = -\langle T\tilde{X}_n^\alpha(\tau)\tilde{X}_{n'}^{\alpha'}(\tau') \rangle,$$

где T – оператор Вика, $\tilde{X}_n^\alpha(\tau) = e^{-iH\tau} X_n^\alpha e^{iH\tau}$ – оператор Хаббарда в представлении взаимодействия. Полюса функции Грина определяют спектры элементарных возбуждений.

Исследуем спектр магнонов в области больших полей. Как отмечалось ранее, это состояние характеризуется векторным параметром порядка – намагниченностью (на один узел). Спектр имеет довольно простой вид, и может быть представлен как

$$\varepsilon^2(k) = (\tilde{J}(k) + E_{10})^2, \quad (6)$$

В (6) введены следующие обозначения $\tilde{J}(k) = J_{\parallel}(k) - J_{\perp}(k) - 2J_{\times}(k)$,

$E_{10} = \frac{\beta}{2} - H + \tilde{J}(0)$. Константы обменного взаимодействия существенным образом зависят от параметров кристаллической решетки. Особенно сильно эта зависимость проявляется для обменного интеграла J_{\times} . Из рис. 1 видно, что этот

обменный интеграл можно представить в виде $J_{\times} = \frac{J_{\parallel}}{\sin\varphi}$, где угол φ определяется

параметрами кристаллической решетки. Учитывая эту связь, спектр магнонов (6) можно представить в виде:

$$\varepsilon(k) = H - \frac{\beta}{2} - J_{\parallel}(0) \left[1 - \frac{2}{\sin\varphi} \right] + J_{\perp}(0) - \left[J_{\parallel}(0) \left(1 - \frac{2}{\sin\varphi} \right) - J_{\perp}(0) \right] \cos k. \quad (7)$$

Как видно из (7), спектр магнонов перестает быть физическим в длинноволновом пределе, т.е. при $k \rightarrow 0$. Это означает, что спектр магнонов в ферромагнитной фазе неустойчив, и, следовательно, ферромагнитная фаза не реализуется даже при достаточно больших полях. Однако, учитывая свойства обменных интегралов $J(\pi) = -J(0)$ спектр магнонов на краю зоны Бриллюэна (при $k = \pi$) принимает стандартный вид:

$$\varepsilon(k) = H - \frac{\beta}{2} + \left[J_{\parallel}(0) \left(\frac{2}{\sin\varphi} - 1 \right) + J_{\perp}(0) \right] \frac{k^2}{2}. \quad (8)$$

Таким образом в системе реализуется антиферромагнитное состояние даже при достаточно больших магнитных полях.

Из обращения энергетической щели в спектре (8) в ноль можно найти поле устойчивости антиферромагнитного состояния

$$H_{c1} = \frac{\beta}{2}.$$

Рассмотрим теперь противоположный случай, т.е. предположим, что магнитное поле мало, так что $\beta > H, \tilde{J}$. Как уже отмечалось ранее, при таких соотношениях материальных параметров в системе реализуется квадрупольное спиновое состояние. Спектр магнонов в этой фазе имеет следующий вид:

$$\varepsilon(k) = -H + \frac{\beta}{2} \sqrt{1 - \frac{4}{\beta} \left[\tilde{J}(0) + \left\{ J_{\parallel}(0) \left(\frac{2}{\sin \phi} - 1 \right) + J_{\perp}(0) \right\} \frac{k^2}{2} \right]}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что квадрупольное состояние устойчиво вплоть до полей

$$H_{c2} = \sqrt{\frac{\beta^2}{4} - \beta \left[\tilde{J}(0) + \left\{ J_{\parallel}(0) \left(\frac{2}{\sin \phi} - 1 \right) + J_{\perp}(0) \right\} \frac{k^2}{2} \right]}. \quad (10)$$

Кроме того, из формулы (10) можно определить минимальное значение константы анизотропии, при котором возможна реализация квадрупольной фазы:

$$\beta_c = \frac{\tilde{J}(0)}{4}.$$

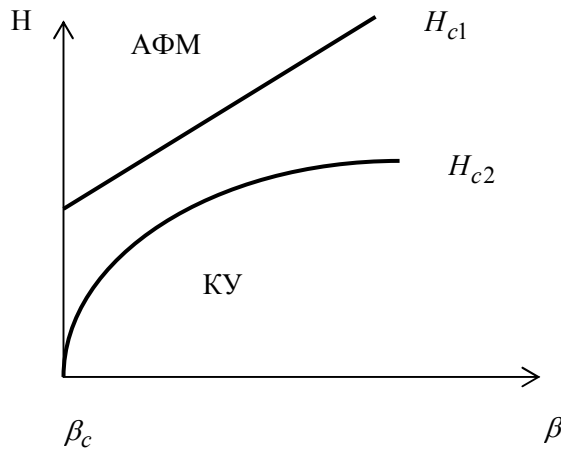


Рис. 2. Фазовая $H - \beta$ диаграмма сильно анизотропного магнетика с «перекрестным» взаимодействием.

Из выражений (8) и (10) следует, что в интервале полей $H_{c1} - H_{c2} = \tilde{J}(0)$ квадрупольное и антиферромагнитное упорядочения сосуществуют.

Качественно, фазовая $H - \beta$ диаграмма исследуемой системы приведена на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволяют сделать следующий вывод. В сильно анизотропном магнетике со сложными обменными взаимодействиями, включающими и так называемый «перекрестный» обмен, существование ферромагнитного упорядочения является энергетически не выгодным даже при достаточно больших магнитных полях. Ферромагнитная фаза в рассматриваемом случае «вытесняется» антиферромагнитной. Если же в гамильтониане (1) убрать «перекрестный» обмен, то система ведет себя стандартным образом, т.е. при больших магнитных полях в ней реализуется ферромагнитная фаза.

Список литературы

1. Ахиезер А.И. Спиновые волны / Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. – М.: Наука, 1967. – 207 с.
2. Изюмов Ю.А. Модулированные, или длиннопериодические, магнитные структуры кристаллов / Изюмов Ю.А. // УФН. – 1984. – Т. 144. – С. 439-474.
3. Frustration-induced plateaus in $S \geq 1/2$ Heisenberg spin ladders / Michaud F., Coletta T., Manmana S.R., et al. // Phys. Rev. – 2010. – V. B 81. – P. 014407.
4. Зайцев Р.О. Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном ферромагнетике / Зайцев Р.О. // ЖЭТФ. – 1975. – Т. 68. – С. 207.
5. Мицай Ю.Н. Применение операторов Хаббарда в теории магнитоупругих волн / Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А. // ТМФ. – 1989. – Т. 81. – С. 263-270.

Фридман Ю.А., Мелешко О.Г. Фазові переходи в сильно анізотропному магнетикі з обмінною взаємодією типу «zig-zag» / Фридман Ю.А., Мелешко О.Г. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 27-32.

У роботі досліджені фазові стани сильно анізотропного антиферромагнетиків зі складними обмінними взаємодіями, що знаходяться в зовнішньому магнітному полі. Показано, що облік обмінної взаємодії типу «zig-zag» робить енергетично не вигідним реалізацію ферромагнітної фази.

Ключові слова: обмінна взаємодія типу «zig-zag»; антиферромагнетик; велика одноіонна анізотропія

Fridman Yu.A. Phase transitions in strongly anisotropic magnet with exchange interaction of the "zig-zag" type / Fridman Yu.A., Meleshko A.G. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 27-32.

Summary: We have studied the phase states of a strongly anisotropic antiferromagnet with complicated exchange interactions in an external magnetic field. It is shown that the inclusion of the exchange interaction of the «zig-zag» type does not energetically favorable realization of the ferromagnetic phase.

Keywords: exchange interaction of the type «zig-zag»; antiferromagnet; large single-ion anisotropy

Поступила в редакцію 23.05.2011 г.

УДК 537.9

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ МОМЕНТОВ ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Рябушкин Д.С.

Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: drubushkin@crimea.edu

Теоретически исследована динамика формирования откликов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в системах с диполь-дипольным взаимодействием. Для решения задачи использовался метод аппроксимантов. Вычислен спад свободной прецессии (ССП) в многочастичном образце (с использованием второго и четвертого моментов линии ЯМР), а также СПП модельной системы со специально подобранным соотношением второго, четвертого и шестого моментов линии поглощения.

Ключевые слова: магнитный резонанс, метод аппроксимантов, спад свободной прецессии, моменты.

Задача вычисления линии поглощения магнитного резонанса является одной из фундаментальных проблем радиоспектроскопии. К сожалению, в силу многочастичности реальных систем, не существует метода прямого вычисления сигнала ЯМР. В этой связи постоянно актуальной остается задача нахождения таких подходов, которые, с одной стороны, позволяли бы обходить указанную трудность, а с другой – получать теоретические результаты, пригодные для сравнения с экспериментом. В случае жесткой кристаллической решетки весьма продуктивен подход, связанный с так называемым формализмом функции памяти [1-3].

Рассмотрим систему, гамильтониан которой носит диполь-дипольный характер [4]:

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

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, I_{1z} и I_{2z} – операторы проекций спинов на направление внешнего поля.

Спад свободной прецессии вычисляется по стандартной формуле с использованием матрицы плотности $\rho(t)$:

$$G(t) = \frac{Sp(\rho(t)I_x)}{Sp(I_x^2)} = \frac{Sp\left(e^{\frac{-i}{\hbar}Ht} I_x e^{\frac{i}{\hbar}Ht} I_x\right)}{Sp(I_x^2)} \quad (2)$$

Фигурирующий в знаменателе множитель введен для нормировки отклика на единицу.

Введем супероператор $L = \frac{1}{\hbar} [\dots, H]$ и в дальнейшем будем пользоваться ортогональным набором вида:

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= I_x, \\ \varphi_1 &= LI_x, \\ \varphi_2 &= L^2 I_x - M_2 I_x, \\ \varphi_3 &= L^3 I_x - \frac{M_4}{M_2} LI_x, \dots\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь второй, четвертый и последующие моменты линии ЯМР обозначены как M_2 , M_4 и т.д. Представим матрицу плотности в виде разложения по набору (3):

$$\rho(t) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k(t) \varphi_k = A_0(t) \varphi_0 + A_1(t) \varphi_1 + \dots \quad (4)$$

Тогда ССП принимает вид:

$$G(t) = \frac{\left\langle I_x \left(\sum_k A_k(t) \varphi_k \right) \right\rangle}{Sp(I_x^2)} \quad (5)$$

Легко показать, что между функциями $A_k(t)$ существует соотношение

$$\dot{A}_n(t) = i \sum_m A_m(t) \frac{\langle \varphi_n(L\varphi_m) \rangle}{\varphi_n^2}, \quad (6)$$

причем нулевая функция и является спадом свободной прецессии.

Дальнейшие выкладки дают рекуррентное соотношение для $A_k(t)$:

$$i\dot{A}_n = -v_n^2 A_{n+1} - A_{n-1} \quad (7)$$

Здесь введены обозначения:

$$v_0^2 = M_2, \quad v_1^2 = -\frac{M_2^2 - M_4}{M_2},$$

$$v_2^2 = -\frac{M_4^2 - M_2 M_6}{M_2(M_4 - M_2^2)}$$

и так далее.

Система (7) имеет бесконечное число уравнений, поэтому его решение без каких-либо упрощающих допущений возможно лишь в случае, когда один из коэффициентов v_n^2 равен нулю. Например, в случае двухспиновой системы $v_1^2 = 0$

и в результате получается косинусоида (или дублет для линии поглощения). Если $\nu_2^2 = 0$, то есть при выполнении условия $M_4^2 = M_2 M_6$, то решением системы (7) является выражение

$$G(t) = \frac{M_4 - M_2^2}{M_4} + \frac{M_2^2}{M_4} \cos \sqrt{\frac{M_4}{M_2}} t \quad (8)$$

Этот сигнал представляет из себя триплет – центральную линию на резонансной частоте и два спутника, частоты которых отличаются от резонансной на величины $\pm \sqrt{\frac{M_4}{M_2}}$.

Что касается многочастичных систем, то для них решение системы (7) возможно лишь при некоторых упрощающих предположениях, к тому же не всегда строго обоснованных.

По этой причине ССП таких систем был вычислен в максимально возможном общем виде. Описание линии было ограничено лишь вторым и четвертым моментами, ибо, как показывает опыт, двух первых моментов вполне достаточно, чтобы получить результат, пригодный для сравнения с экспериментом. Получен следующий результат для линии поглощения:

$$F\left(\frac{\omega}{\nu_0}\right) = \frac{\sqrt{4 k_1 k_2 - \left(\frac{\Delta \omega}{\nu_0}\right)^2}}{(k_1 k_2 - 1) \left(\frac{\Delta \omega}{\nu_0}\right)^2 + 1} \quad (9)$$

Здесь k_1 – число (в простейшем случае) или функция частоты. Выбор k_1 весьма произволен и поэтому определяется особенностями изучаемой системы. Коэффициент k_2 определяется вторым и четвертым моментами: $k_2 = M_4/M_2^2 - 1$. Разность текущей и резонансной частот обозначена как $\Delta\omega$.

Полученный сигнал представляет из себя одиночную линию, уширенную диполь-дипольным взаимодействием. Как видно из структуры формулы, она мало подходит для описания случая гауссова распределения случайных полей на ядрах и скорее напоминает лоренцеву кривую.

Данные результаты могут быть обобщены на случай внутренней молекулярной подвижности. В этом случае в правых частях уравнений системы (7) появятся дополнительные слагаемые, зависящие от температуры образца.

Список литературы

1. Engelsberg M. Approximants of the Nuclear-Spin Autocorrelation Function / Engelsberg M., Lowe I.J. // Phys. Rev. B. – 1975. – V. 12, No. 9. – P. 3547-3552.
2. Sergeev N.A. Shape of Two-Pulse NMR Echoes in Solids / Sergeev N. A., Sapiga A.V. and Ryabushkin D.S. // Phys. Lett. A. – 1989. – V. 137, No. 4-5. – P. 210-212.
3. Сергеев Н.А. Солид-эхо в кристаллогидратах / Сергеев Н.А., Сапига А.В., Рябушкин Д.С. // Украинский физический журнал. – 1990. – Т. 35, № 3. – С. 434-438.
4. Абрагам А. Ядерный магнетизм / Абрагам А. – М. : ИЛ, 1961. – 551 с.

Рябушкін Д.С. Використання початкових моментів лінії магнітного резонансу для відновлення спектру поглинання в твердих тілах / Рябушкін Д.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 33-36.
Теоретично досліджена динаміка формування відгуків ядерного магнітного резонансу (ЯМР) в системах з диполь-дипольною взаємодією. Для вирішення задачі використовувався метод аппроксимантів. Обчислюван спад вільної прецесії (СВП) в многочастичном зразку (з використанням другого і четвертого моментів лінії ЯМР), а також СВП модельної системи зі спеціально підібраним співвідношенням другого, четвертого і шостого моментів лінії поглинання.

Ключові слова: магнітний резонанс, метод аппроксимантів, спад вільної прецесії, моменти.

Ryabushkin D.S. Using the initial moments of magnetic resonance line for restoration of the absorption spectrum in solids / Ryabushkin D.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 33-36.

Dynamics of formation of the nuclear magnetic resonance (NMR) responses in systems with dipole-dipole interaction is theoretically investigated. The method of approximants was used for decision of the task. Free induction decay (FID) in multiparticle sample (using the second and fourth moments of the NMR line), as well as the FID of the model system with specially selected ratio of the second, fourth and sixth moments of the absorption line are evaluated.

Keywords: magnetic resonance, method of approximants, free induction decay, moments.

Поступила в редакцію 28.09.2011 г.

УДК 535.1

ЭВОЛЮЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В СКРУЧЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Алексеев К.Н., Баршак Е.В., Яворский М.А.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: maxyavorsky@yahoo.com*

Исследована эволюция спинового и орбитального угловых моментов оптических вихрей с единичным топологическим зарядом при их распространении в скрученном анизотропном оптическом волокне вблизи резонансных значений шага скрутки. Показано, что имеет место конверсия угловых моментов вихрей, эффективность которой при заданном значении анизотропии определяется значением шага скрутки и достигает максимального значения при совпадении шага с резонансным значением.

Ключевые слова: оптический вихрь, угловой момент.

ВВЕДЕНИЕ

Скрученные оптические волокна с механическими напряжениями хорошо изучены в литературе. В частности, было установлено, что фундаментальные моды (с азимутальным числом $l = 0$) представляют собой циркулярно-поляризованные поля и распространяются с различными фазовыми скоростями, что приводит к вращению поляризации линейно-поляризованного пучка, передаваемого через скрученное волокно [1,2]. Так же были изучены скрученные волокна с комбинированной анизотропией, а именно, с эллиптичностью поперечного сечения и материальной анизотропией. В частности было показано, что фундаментальные моды в этом случае являются эллиптически поляризованными винтовыми модами [3].

Недавно было установлено [4], что высшие моды ($l = 1$) скрученных волокон представлены двумя циркулярно-поляризованными оптическими вихрями (ОВ) с топологическими зарядами ± 1 и радиально и азимутально поляризованными $TM_{0,n}$ и $TE_{0,n}$ модами (n - радиальное число). В то же время, $l > 1$ моды состоят из четырех циркулярно-поляризованных ОВ. Также изучалась гибридизация мод с различными азимутальными числами [5]. Кроме того, был определен спектр постоянных распространения высших мод. Простой анализ этого спектра (см. формулу (18) в [4]) показывает, что при определенных значениях шага скрутки происходит пересечение некоторых спектральных ветвей. Эти точки пересечения – не что иное, как точки неустойчивости системы, в которых структура мод может существенно измениться даже при относительно малом возмущении. Самый вероятный кандидат для такого возмущения – анизотропия. Структура $l = 1$ мод и вид спектра постоянных распространения для скрученных волокон с комбинированной анизотропией были установлены в работе [6].

Данные выражения позволяют изучить практически важный вопрос об эволюции углового момента оптических вихрей при их распространении в таких оптических волокнах. Оптические вихри представляют собой поля с геликоидальным волновым фронтом, что обуславливает наличие азимутальной компоненты вектора Пойтинга и, в конечном счете, приводит к появлению орбитального углового момента. Это свойство, наряду со специфическим распределением интенсивности, и обуславливает все возрастающий практический интерес к таким полям. Таким образом, целью данной работы является изучение эволюции орбитального и спинового (поляризованного) угловых моментов ОВ в скрученных волокнах с комбинированной анизотропией.

1. СТРУКТУРА МОД ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ СКРУЧЕННЫХ ВОЛОКОН

Рассматривая распространение света через скрученное оптическое волокно, мы предполагаем, что волокно состоит из сердцевины с радиусом r_0 и бесконечной оболочки. Известно, что такое волокно можно описать следующим тензорным показателем преломления:

$$n^2(r, \varphi) = n^2(r)I + qp_{44}n_{co}^4 r \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где I - единичная матрица, $n^2(r) = n_{co}^2(1 - 2\Delta \cdot f(r))$, $\Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2$ - высота профиля показателя преломления, n_{co} и n_{cl} - значения показателей преломления в сердцевине и оболочке, соответственно, $q = 2\pi/H$ (H - шаг скрутки). Второе слагаемое в (1) описывает влияние механических напряжений и $p_{44} = 0.5(p_{11} - p_{12})$, p_{11} и p_{12} - константы фотоупругости. Здесь используются цилиндрические координаты (r, φ, z) , где ось z - ось волокна. Отметим, что тензор (1) действует в Декартовом базисе: $\mathbf{E} = \text{col}(E_x, E_y, E_z)$, где \mathbf{E} - электрическое поле. Для волокна со ступенчатым показателем преломления $f(r) = \theta(r/r_0 - 1)$, где θ - функция Хэвисайда. В этой работе мы рассматриваем слабонаправляющие волокна $\Delta \ll 1$.

Эллиптичность поперечного сечения можно ввести, сделав простое преобразование координат [7]: $x \rightarrow x(1 + \delta)$, $y \rightarrow y(1 - \delta)$, где параметр эллиптичности $\delta \ll 1$. Затем разложить показатель преломления в ряд по δ и получить соответствующую поправку, вызванную эллиптичностью: $\Delta n_{ell}^2 = -2n_{co}^2 \Delta \delta r f'_r \cos 2\varphi$, где штрих обозначает производную по r .

Материальную анизотропию в поперечном сечении вводят заменой

$$n_{co}^2 \rightarrow \begin{pmatrix} n_e^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_o^2 \end{pmatrix} \text{ Соответствующая поправка имеет вид [8]: } \Delta n_{an}^2 = \delta n^2 s,$$

где $s = \text{diag}(1, -1, -1)$, $\delta n^2 = 0.5(n_e^2 - n_o^2) \ll 1$. Пренебрегая слагаемыми, обусловленными взаимным влиянием анизотропии и скрутки, мы приходим к выражению для показателя преломления эллиптических анизотропных скрученных волокон:

$$n^2(r, \varphi) = \bar{n}^2(r) \mathbf{I} - 2\bar{n}^2 \Delta \delta r f_r' \cos 2\varphi \mathbf{I} + \delta n^2 s + qp_{44} \bar{n}^4 r \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\bar{n}^2(r) = \bar{n}^2(1 - 2\Delta \cdot f(r))$ и $\bar{n}^2 = 0.5(n_e^2 + n_o^2)$.

Как известно, распространение света в оптических волокнах описывается векторным волновым уравнением, которое в случае немагнитной анизотропной среды имеет вид [4]:

$$\left(\nabla^2 + k^2 n^2(r, \varphi) \right) \mathbf{E}(r, \varphi, z) = -\nabla \left(\left(\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon \right) + \frac{\delta \varepsilon_{ij}}{\varepsilon} \frac{\partial E_j}{\partial x_i} + \frac{E_j}{\varepsilon} \frac{\partial \delta \varepsilon_{ij}}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

где $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$, $k = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны в вакууме, и подразумевается, что выражение (2) может быть представлено в форме:

$n^2(r, \varphi) = \varepsilon \mathbf{I} + \delta \varepsilon$. В работе [6] получено решение уравнения (3) вблизи резонансных значений шага скрутки H методом теории возмущений для случая, когда влияние анизотропии мало по сравнению со скруткой и спин-орбитальным взаимодействием, а именно: $|D_n|, E \ll |C_n|, |A_n|, |B_n|$, где

$$A_n = \frac{\Delta}{Q_n r_0^2} \left(F_n F_n' - F_n^2 \right)_{R=1}, \quad B_n = \frac{\Delta}{Q_n r_0^2} \left(F_n^2 + F_n F_n' \right)_{R=1} - \text{константы спин-}$$

орбитального взаимодействия, $Q_n = \int_0^\infty R F_n^2(R) dR$ для ступенчатых волокон,

$$C_n = -2 \left(\Sigma_n + \Theta \beta - \frac{\Theta \beta^2}{\tilde{\beta}_n} \right) \text{ описывает скрутку, } \Sigma_n = \frac{k^2 q |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n} \text{ и}$$

$\Theta = q |p_{44}| n_{co}^2$, $\tilde{\beta}_{l,n}$ - известная скалярная постоянная распространения, $E = k^2 \delta n^2$ - константа материальной анизотропии, $D_n = -k^2 \bar{n}^2 \Delta \delta / Q_n$ - константа эллиптичности. Радиальная функция для ступенчатых волокон

$$F_{l,n}(r) = \begin{cases} \frac{J_l(\tilde{U}_n R)}{J_l(\tilde{U}_n)}, R \leq 1, \\ \frac{K_l(\tilde{W}_n R)}{K_l(\tilde{W}_n)}, R \geq 1, \end{cases} \text{ и } R = \frac{r}{r_0} \text{ [9]. Здесь и далее мы опускаем}$$

азимутальное число и полагаем его равным единице.

Как показано в работе [6], существует два резонансных значения шага скрутки:

$$H_1 = \frac{4\pi k^2 |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n (A_n - 2B_n)}, \text{ где моды нулевого приближения (моды скрученного волокна без анизотропии) } |1,1\rangle \text{ и } |TM_{0,n}\rangle \text{ имеют одинаковые постоянные распространения,}$$

$$\text{и } H_2 = \frac{4\pi k^2 |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n |A_n|}, \text{ где постоянные распространения мод } |-1,-1\rangle \text{ и } |TE_{0,n}\rangle$$

совпадают. Здесь $|1,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} F_{1,n}(r) \\ iF_{1,n}(r) \\ \frac{i}{\tilde{\beta}_{1,n} r} [rF'_{1,n} - F_{1,n}] e^{i\varphi} \end{pmatrix} e^{i\varphi}$ и

$$|-1,-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} F_{1,n}(r) \\ -iF_{1,n}(r) \\ \frac{i}{\tilde{\beta}_{1,n} r} [rF'_{1,n} - F_{1,n}] e^{-i\varphi} \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \text{ - право и лево циркулярно-}$$

поляризованные ОВ, где первый индекс описывает знак поляризации, в то время как

второй определяет топологический заряд, мода $|TM_{0,n}\rangle = \begin{pmatrix} F_{1,n}(r) \cos \varphi \\ F_{1,n}(r) \sin \varphi \\ \frac{i}{\tilde{\beta}_{1,n} r} [rF'_{1,n} + F_{1,n}] \end{pmatrix}$ и

$$|TE_{0,n}\rangle = \begin{pmatrix} -F_{1,n}(r) \sin \varphi \\ F_{1,n}(r) \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

представляют собой стандартные радиально и азимутально поляризованные моды идеального волокна.

Понятно, что вблизи точек вырождения влияние даже малой эллиптичности и материальной анизотропии может существенно изменить структуру мод и привести к сильной гибридизации соответствующих мод нулевого приближения посредством резонансного взаимодействия.

Моды вблизи H_1 имеют вид:

$$\begin{aligned} |\Psi_1\rangle_{H_1} &= \text{sgn}(E - D_n) \cos \theta_1 |1,1\rangle - \sin \theta_1 |TM_{0,n}\rangle, \\ |\Psi_2\rangle_{H_1} &= \text{sgn}(E - D_n) \sin \theta_1 |1,1\rangle + \cos \theta_1 |TM_{0,n}\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\cos 2\theta_1 = \frac{a_1}{\sqrt{1+a_1^2}}$, $0 \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}$, $a_1 = \frac{b\tilde{\beta}_n \varepsilon_1}{|D_n - E|}$, $b = \frac{k^2 |p_{44}| n_{co}^4}{\tilde{\beta}_n^2}$, $\varepsilon_1 = q - q_1$,

$$q_1 = \frac{A_n - 2B_n}{2b\tilde{\beta}_n}.$$

Постоянные распространения мод (4):

$$\beta_{1,2}^{(H_1)} = \beta_4^{(0)} + 0.5(-b\varepsilon_1 \mp \sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}), \quad (5)$$

где $Q_1 = \frac{D_n - E_n}{\tilde{\beta}_n}$.

Моды вблизи H_1 имеют вид:

$$\begin{aligned} |\Psi_1\rangle_{H_2} &= \text{sgn}(E + D_n) \cos \theta_2 |-1, -1\rangle + i \sin \theta_2 |TE_{0,n}\rangle, \\ |\Psi_2\rangle_{H_2} &= \text{sgn}(E + D_n) \sin \theta_2 |-1, -1\rangle - i \cos \theta_2 |TE_{0,n}\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

где, $0 \leq \theta_2 \leq \frac{\pi}{2}$, $a_2 = \frac{b\tilde{\beta}_n \varepsilon_2}{|D_n + E_n|}$, $\varepsilon_2 = q - q_2$, $q_2 = \frac{-A_n}{2b\tilde{\beta}_n}$.

Соответствующий спектр постоянной распространения имеет вид:

$$\beta_{1,2}^{(H_2)} = \beta_3^{(0)} + 0.5(b\varepsilon_2 \pm \sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}), \quad (7)$$

где $Q_2 = \frac{D_n + E_n}{\tilde{\beta}_n}$.

2. ЭВОЛЮЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Рассмотрим возбуждение скрученного анизотропного волокна с шагом скрутки близким к резонансному значению H_1 циркулярно-поляризованным ОВ с топологическим зарядом равным единице: $|\Psi(z=0)\rangle_{H_1} = |1,1\rangle$, который переносит единичный спиновый и орбитальный угловых моменты. Такое распределение поля на входном торце возбудит в волокне следующую суперпозицию мод:

$$|\Psi(z)\rangle_{H_1} = c_1 |\Psi_1\rangle_{H_1} \exp[i\beta_1^{(H_1)} z] + c_2 |\Psi_2\rangle_{H_1} \exp[i\beta_2^{(H_1)} z].$$

Весовые коэффициенты получаются из граничного условия: $|1,1\rangle = c_1 |\Psi_1\rangle_{H_1} + c_2 |\Psi_2\rangle_{H_1}$. Это приводит к следующему выражению для поля $|\Psi(z)\rangle_{H_1}$:

$$|\Psi(z)\rangle_{H_1} = \left[\cos\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) - i \frac{b\varepsilon_1}{\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) \right] |1,1\rangle + i \operatorname{sgn}(E - D_n) \frac{Q_1}{\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) |TM_{0,n}\rangle. \quad (8)$$

Для вычисления орбитального и спинового угловых моментов параксиального поля удобно использовать следующие выражения [10]:

$$L_z = \langle \Psi | l_z | \Psi \rangle, \quad S_z = \langle \Psi | s_z | \Psi \rangle, \quad (9)$$

где $l_z = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}$ - оператор z -компоненты орбитального момента и $s_z = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ - оператор z -компоненты спинового момента. Применяя (9) к полю (8), получим:

$$L_z = \cos^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right) + \frac{(b\varepsilon_1)^2}{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2} \sin^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}\right), \quad (10)$$

и $S_z = L_z$. График зависимости орбитального и спинового моментов от продольной координаты z при различных значениях шага скрутки представлен на рис. 1.

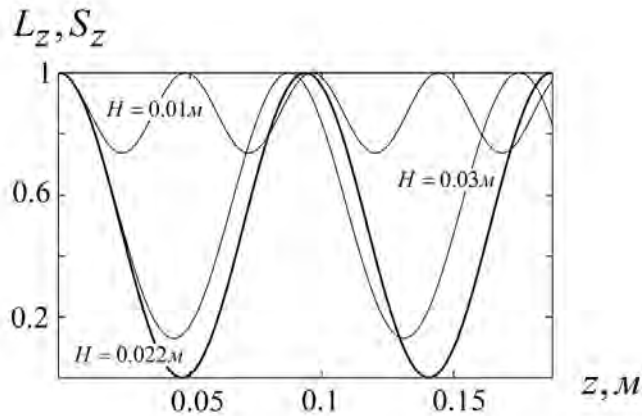


Рис. 1. Эволюция орбитального и спинового моментов поля (8), полученного при возбуждении волокна оптическим вихрем $|1,1\rangle$, при различных значениях шага скрутки. Параметры волокна: $V = 6.58$, $\Delta = 10^{-2}$, $p = -0.075$, $\Delta n^2 = 5 \cdot 10^{-6}$, $\delta = 0$.

Видно, что при распространении поля по волокну его орбитальный и спиновый моменты испытывают осцилляции, амплитуда и период которых зависят от величины шага скрутки. Если шаг скрутки равен резонансному значению H_1 (в данном примере $H_1 = 0.022m$), то амплитуда колебаний углового момента максимальна - он изменяется от $L_z = 1$, что соответствует угловому моменту вихря $|1,1\rangle$ падающего на волокно, до $L_z = 0$ (жирная кривая на рис.1). Этот процесс

происходит на длине конверсии $L_0 = \frac{\pi \tilde{\beta}_n}{2|D_n - E_n|}$ (в данном примере $L_0 = 0.047m$).

Такое поведение углового момента объясняется тем, что, как следует из (8), при выполнении условия резонанса на длине L_0 поле $|\Psi(z)\rangle_{H_1} \propto |TM_{0,n}\rangle$, а угловой момент TM -моды равен нулю. Поведение двух других кривых на рис.1 показывает, что при отклонении шага скрутки от резонансного значения угловой момент ни при каких значениях координаты z не достигает нулевого значения. Это объясняется тем, что при невыполнении условия резонанса в структуре поля $|\Psi(z)\rangle_{H_1}$ всегда присутствуют обе компоненты - TM -мода и оптический вихрь $|1,1\rangle$. Следует отметить, что при рассматриваемых параметрах волокна ($\Delta = 10^{-2}$, $n_0 = 5\lambda_{He-Ne}$, $\delta n^2 = 5 \cdot 10^{-6}$, $\delta = 0$) и при $H = H_1$, изменение момента от единицы до нуля

происходит на длине волокна порядка нескольких периодов. При этом с увеличением анизотропии длина конверсии уменьшается.

Теперь рассмотрим возбуждение волокна с шагом скрутки, близким к H_2 , лево-поляризованным ОВ с топологическим зарядом $l = -1$: $|\Psi(z=0)\rangle_{H_1} = |-1, -1\rangle$, у которого $L_z = S_z = -1$. Аналогично предыдущему случаю, мы можем получить выражение для поля, распространяющегося по волокну:

$$|\Psi(z)\rangle_{H_2} = \left[\cos\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) + i \frac{b\varepsilon_2}{\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) \right] |-1, -1\rangle - \operatorname{sgn}(E + D_n) \frac{Q_2}{\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}} \sin\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) |TE_{0,n}\rangle. \quad (11)$$

Спиновый и орбитальный моменты определяются следующим выражением:

$$L_z = \cos^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right) + \frac{(b\varepsilon_2)^2}{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2} \sin^2\left(z\sqrt{(b\varepsilon_2)^2 + Q_2^2}\right). \quad (12)$$

Очевидно, что угловой момент (рис. 2) ведет себя полностью аналогично выше рассмотренному случаю.

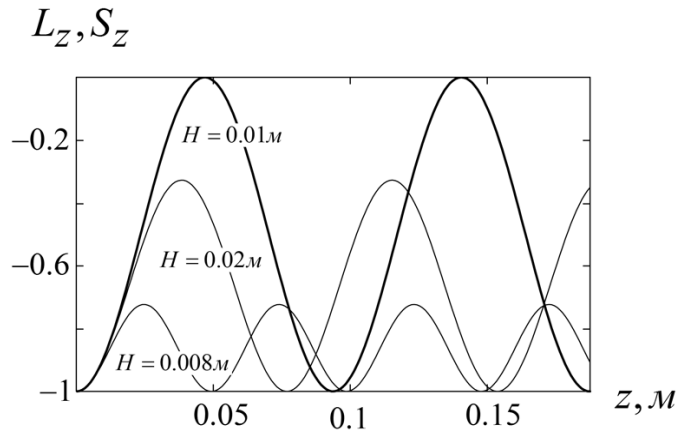


Рис. 2. Эволюция орбитального и спинового моментов поля (11), полученного при возбуждении волокна оптическим вихрем $|-1, -1\rangle$, при различных значениях шага скрутки. Параметры волокна: $V = 6.58$, $\Delta = 10^{-2}$, $p = -0.075$, $\Delta n^2 = 5 \cdot 10^{-6}$, $\delta = 0$.

Действительно, при совпадении шага скрутки с резонансным значением $H_2 = 0.01m$ (жирная кривая) угловой момент изменяется от своего значения на входе ($L_z = -1$) до $L_z = 0$, что соответствует, согласно (11), сосредоточению всей энергии поля $|\Psi(z)\rangle_{H_2}$ в моде $|TE_{0,n}\rangle$, чей спиновый и угловой моменты равны нулю. Поведение остальных кривых объясняется отличием от нуля коэффициента при вихри $|-1, -1\rangle$ в выражении (11) в любом сечении волокна.

ВЫВОДЫ

Исследована эволюция спинового и орбитального угловых моментов право и лево циркулярно-поляризованных оптических вихрей с единичным топологическим зарядом при их распространении в скрученном анизотропном оптическом волокне вблизи резонансных значений шага скрутки. Показано, что имеет место конверсия угловых моментов вихрей, эффективность которой при заданном значении анизотропии существенным образом определяется значением шага скрутки и достигает максимального значения при совпадении шага с резонансным значением. Полученные результаты позволяют определить как значения параметров волокна, при которых угловой момент практически не испытывает осцилляций (принципиально важно при использовании волокон для передачи информации, закодированной в значениях углового момента), так и их значения, при которых имеет место максимальная конверсия момента (повышает чувствительность датчиков физических величин на основе оптических вихрей).

Список литературы

1. Ulrich R. Polarization optics of twisted single-mode fibers / Ulrich R., Simon A. // Appl. Opt. – 1979. – V.18. – P. 2241-51.
2. Алексеев К.Н. Структура и спектр фундаментальной моды скрученных идеальных волокон / Алексеев К.Н., Яворский М.А. // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. Серия : Физика. – 2007. – Т 20 (59), № 1. – С.26- 33.
3. Ginsburg V.L. Investigation of stress by the optical method / Zh. Tech. Fiz. – 1944. – V. 14 – P. 181.
4. Alexeyev C.N Optical vortices in twisted optical fibres with torsional stress / Alexeyev C.N., Volyar A.V., Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2008. – V. 10. – P. 095007.
5. Angular momentum conservation and coupled vortex modes in twisted optical fibres with torsional stress / Alexeyev C.N., Borshak E.V., Volyar A.V., Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11. – P. 094011.
6. Generation of radially and azimuthally polarized beams with elliptical anisotropic twisted optical fibres / Alexeyev C.N., Barshak E.V., Fadeyeva T.A., et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2011. – V. 13.
7. Alexeyev C.N. Intensely twisted elliptic optical fibres maintaining propagation of a single optical / Alexeyev C.N., Volyar A.V. and Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2006. – V. 8 L5.
8. Alexeyev C.N. Transformation of optical vortices in elliptical and anisotropic optical fibres / Alexeyev C.N., Volyar A.V. and Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2007. – V. 9 – P. 387.
9. Snyder A.W. Optical Waveguide Theory / Snyder A.W., Love J.D. // London : Chapman and Hall – 1985.
10. Berry M.V. Paraxial beams of spinning light / Proc. SPIE. 3487.– 1998. – p. 6-11.

Алексеев К.М. Еволюція кутового моменту оптичних вихорів в скручених анізотропних оптичних волокнах / Алексеев К.М., Баршак О.В., Яворський М.О. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 37-46.

Досліджена еволюція спінового і орбітального кутових моментів циркулярно-поляризованих оптичних вихорів з одиничним топологічним зарядом при їх поширенні в скрученому анізотропному оптичному волокні поблизу резонансних значень кроку скручування. Показано, що має місце конверсія кутових моментів вихорів, ефективність якої при заданому значенні анізотропії визначається значенням кроку скручування і досягає максимуму при резонансному значенні кроку.

Ключові слова: оптичний вихор, кутовий момент.

Alexeyev C.N. Evolution of angular momentum of optical vortices in twisted anisotropic optical fibres / Alexeyev C.N., Barshak E.V., Yavorsky M.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 37-46.

It has been investigated the evolution of spin and orbital angular momentums of circularly-polarized optical vortices with unity topological charge in a twisted anisotropic optical fibres at the vicinity of the resonance values of the twist pitch. It is demonstrated that a conversion of angular momentums takes place and at a given value of anisotropy its efficiency essentially depends on the twist pitch. Such a conversion has the maximal efficiency at the coincidence of the twist pitch with the resonance value.

Keywords: optical vortex, angular moment.

Поступила в редакцію 10.05.2011 г.

УДК 535:52-626:681.7. 068.2

ВЕКТОРНАЯ ТЕОРИЯ ВОЛОКОННЫХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Алексеев К.Н.¹, Боклаг Н.А.^{1,2}, Яворский М.А.¹

¹Таврический Национальный университет имени В.И.Вернадского, Симферополь, Украина

²Национальный центр управления и испытаний космических средств, Евпатория, Украина

E-mail: alexeyev@ccssu.crimea.ua

Рассмотрена эволюция циркулярно поляризованных оптических вихрей в системе двух связанных оптических волокон. Показано, что при распространении оптических вихрей они туннелируют в соседнее волокно в виде сложной суперпозиции оптических вихрей, включающей также вихри противоположной поляризации и топологического заряда. Продемонстрировано, что возможно туннелирование начального оптического вихря в другое волокно без изменения состояния вихря.

Ключевые слова: волоконно-оптический разветвитель, оптический вихрь, сингулярная оптика, связанные оптические волокна, параллельные волноводы.

ВВЕДЕНИЕ

Устойчивый интерес к вопросу о распространении оптических вихрей (ОВ) в оптических волокнах в значительной мере обусловлен тем, что, будучи состояниями с выраженным орбитальным угловым моментом (ОУМ), ОВ находят в настоящее время все большее применение при кодировании информации и её передаче [1-3]. Так как передача состояний с ОУМ может производиться по оптическим волокнам и волоконным массивам [4-7], желательно иметь возможность каналирования ОВ в связанных волокнах. В основном это можно осуществить, используя волоконно-оптические разветвители. Вопрос о туннелировании оптических вихрей в связанных оптических волокнах рассматривался в ряде работ А. Воляром и др. [8-10]. В этих работах, однако, не была правильно учтена связь мод высших порядков в параллельных оптических волокнах, что сделало невозможным теоретически предсказать точную картину туннелирования оптических вихрей. В связи с этим целью данной работы является теоретическое изучение туннелирования оптических вихрей в связанных оптических волокнах, основанное на точной векторной теории их мод высшего порядка [11,12].

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В СВЯЗАННЫХ ВОЛОКНАХ

Существуют два основных подхода к задаче об эволюции состояния, созданного на входе одного из связанных волокон. Первый из них состоит в получении системы дифференциальных уравнений относительно амплитуд связанных мод [13]. Другой подход основан на нахождении собственных мод системы, по которым может быть разложено любое начальное поле на входе [14]. При решении задачи о туннелировании ОВ мы будем придерживаться последнего метода.

В качестве модели рассмотрим два параллельных оптических волокна бесконечной длины (см. Рис. 1).

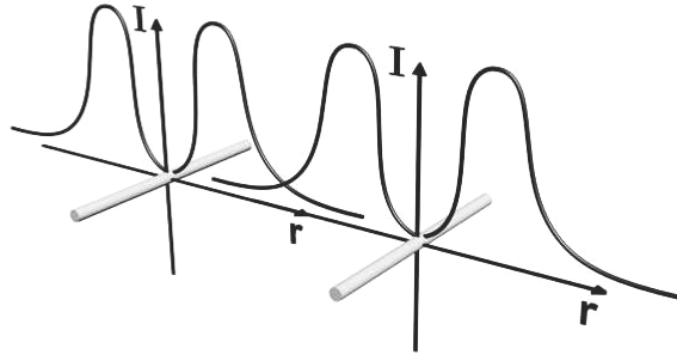


Рис. 1. Геометрия связанных волокон. Кривые схематически показывают распределение интенсивности парциальных ОВ.

Как установлено в [11,12], структура гибридных мод высших порядков связанных волокон определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 |\psi_{1l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{1l} \{ |1\rangle - |3\rangle - |5\rangle + |7\rangle \} + \frac{1}{2} \sin \theta_{1l} \{ |2\rangle - |4\rangle - |6\rangle + |8\rangle \}, \\
 |\psi_{2l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{1l} \{ |1\rangle - |3\rangle - |5\rangle + |7\rangle \} - \frac{1}{2} \cos \theta_{1l} \{ |2\rangle - |4\rangle - |6\rangle + |8\rangle \}, \\
 |\psi_{3l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{2l} \{ |1\rangle + |3\rangle - |5\rangle - |7\rangle \} + \frac{1}{2} \sin \theta_{2l} \{ |2\rangle + |4\rangle - |6\rangle - |8\rangle \}, \\
 |\psi_{4l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{2l} \{ |1\rangle + |3\rangle - |5\rangle - |7\rangle \} - \frac{1}{2} \cos \theta_{2l} \{ |2\rangle + |4\rangle - |6\rangle - |8\rangle \}, \\
 |\psi_{5l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{3l} \{ |1\rangle - |3\rangle + |5\rangle - |7\rangle \} + \frac{1}{2} \sin \theta_{3l} \{ |2\rangle - |4\rangle + |6\rangle - |8\rangle \}, \\
 |\psi_{6l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{3l} \{ |1\rangle - |3\rangle + |5\rangle - |7\rangle \} - \frac{1}{2} \cos \theta_{3l} \{ |2\rangle - |4\rangle + |6\rangle - |8\rangle \}, \\
 |\psi_{7l}\rangle &= \frac{1}{2} \cos \theta_{4l} \{ |1\rangle + |3\rangle + |5\rangle + |7\rangle \} + \frac{1}{2} \sin \theta_{4l} \{ |2\rangle + |4\rangle + |6\rangle + |8\rangle \}, \\
 |\psi_{8l}\rangle &= \frac{1}{2} \sin \theta_{4l} \{ |1\rangle + |3\rangle + |5\rangle + |7\rangle \} - \frac{1}{2} \cos \theta_{4l} \{ |2\rangle + |4\rangle + |6\rangle + |8\rangle \}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь кет-вектор $|i\rangle$ определяет лево- или право-локализованные (L/R) оптические вихри $|\sigma, l\rangle = F_l(r) e^{il\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix}$ (тут подразумевается использование

цилиндрических координаты (r, φ, z)) и представлен в базисе линейных

поляризаций $|e\rangle = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |1, l, L\rangle, & |2\rangle &= |1, -l, L\rangle, & |3\rangle &= |-1, -l, L\rangle, & |4\rangle &= |-1, l, L\rangle, \\ |5\rangle &= |1, l, R\rangle, & |6\rangle &= |1, -l, R\rangle, & |7\rangle &= |-1, -l, R\rangle, & |8\rangle &= |-1, l, R\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

При такой записи $\sigma = \pm 1$ определяет знак круговой поляризации. При этом радиальная функция $F_l(r)$ удовлетворяет стандартному уравнению [14]. При орбитальном числе $l = 1$ модовые коэффициенты имеют вид:

$$\begin{aligned} \sin \theta_{11} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{A_1}{R_1}}, & \cos \theta_{11} &= \frac{\text{sgn}(-D_1)}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{A_1}{R_1}}, \\ \sin \theta_{21} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{A_1 - 2B_1}{R_2}}, & \cos \theta_{21} &= \frac{\text{sgn}(-D_1)}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{A_1 - 2B_1}{R_2}}, \\ \sin \theta_{11} &= \sin \theta_{31}, & \cos \theta_{11} &= -\cos \theta_{31}, \\ \sin \theta_{21} &= \sin \theta_{41}, & \cos \theta_{21} &= -\cos \theta_{41}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $R_1 = \sqrt{A_1^2 + 4D_1^2}$, $R_2 = \sqrt{(A_1 - 2B_1)^2 + 4D_1^2}$.

Константы спин-орбитального взаимодействия в случае волокон со ступенчатым профилем показателя преломления имеют вид: $A_l = \frac{2\pi\Delta}{N_l} (F_l F_l' - F_l^2)|_{R=1}$,

$B_l = \frac{2\pi\Delta}{N_l} (F_l F_l' + F_l^2)|_{R=1}$, $B_l = -A_l$ at $|l| > 1$, где Δ - высота профиля показателя

преломления и $R = r/r_0$, где r_0 - радиус сердцевины. Коэффициент нормировки

равен: $N_l = 2\pi r_0^2 \int_0^\infty R F_l^2(R) dR$. При $l > 1$ имеется только один управляющий

угол, определяющий структуру мод:

$$\begin{aligned} \sin \theta_{1l} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{A_l}{R_l}}, & \cos \theta_{1l} &= \frac{\text{sgn}(-D_l)}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{A_l}{R_l}}, \\ \sin \theta_{1l} &= \sin \theta_{2l} = \sin \theta_{3l} = \sin \theta_{4l}, \\ \cos \theta_{1l} &= \cos \theta_{2l} = -\cos \theta_{3l} = -\cos \theta_{4l}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $R_l = \sqrt{A_l^2 + D_l^2}$.

Поляризационные поправки к скалярным постоянным распространения $\tilde{\beta}_l$ для этих мод при $l = 1$ равны:

$$\begin{aligned} \delta\beta_{1,2} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}(A_1 - 2C_1 \pm R_1); & \delta\beta_{3,4} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}(A_1 + 2B_1 - 2C_1 \pm R_2); \\ \delta\beta_{5,6} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}(A_1 + 2C_1 \pm R_1); & \delta\beta_{7,8} &= \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}(A_1 + 2B_1 + 2C_1 \pm R_2). \end{aligned} \quad (5)$$

При $l > 1$ имеем:

$$\delta\beta_{1,2} = \delta\beta_{3,4} = \frac{1}{\tilde{\beta}_l}(-C_l \pm R_l), \quad \delta\beta_{5,6} = \delta\beta_{7,8} = \frac{1}{\tilde{\beta}_l}(C_l \pm R_l). \quad (6)$$

Выражения для постоянных D_l и C_l приведены в работах [11,12].

Для изучения эволюции в связанных волокнах произвольного поля $|\Phi\rangle$ следует разложить его на входе системы ($z=0$) по модам $|\psi_i\rangle$: $|\Phi\rangle \equiv \sum_i k_i |\psi_i\rangle$. Последнее

равенство дает систему уравнений для определения k_i . Эволюция $|\Phi\rangle$ в связанных волокнах будет определяться как: $|\Phi(z \geq 0)\rangle = \sum_i k_i |\psi_i\rangle \exp(i\beta_i z)$, где β_i -

постоянная распространения i -ой моды. Наиболее интересен случай эволюции циркулярно поляризованных ОБ: $|\sigma, l\rangle \equiv |CV_l^{\text{sgn}\sigma}\rangle$. Для определённости в

качестве исходного состояния $|\Phi(z=0)\rangle$ выберем лево-локализованный ОБ $|1\rangle$.

При $l=1$ можно получить следующее выражение для поля в волокнах:

$$\begin{aligned} CV_1^+(z) &= |1\rangle \cos \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} P_+ + |2\rangle \sin \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} Q_+ - |3\rangle \cos \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} P_- - |4\rangle \sin \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} Q_- \\ &+ |5\rangle i \sin \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} P_+ - |6\rangle i \cos \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} Q_+ - |7\rangle i \sin \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} P_- + |8\rangle i \cos \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} Q_-, \end{aligned} \quad (7)$$

где $P_{\pm} = \frac{1}{2}(R_1 \pm P_2)$ и

$$P_1 = \cos \frac{R_1 z}{2\tilde{\beta}_1} + i \cos 2\theta_{11} \sin \frac{R_1 z}{2\tilde{\beta}_1},$$

$$P_2 = \left(\cos \frac{R_2 z}{2\tilde{\beta}_1} + i \cos 2\theta_{21} \sin \frac{R_2 z}{2\tilde{\beta}_1} \right) \exp(i \frac{B_1 z}{\tilde{\beta}_1}), \quad (8)$$

$$Q_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\sin 2\theta_{11} \sin \frac{R_1 z}{2\tilde{\beta}_1} \pm \sin 2\theta_{21} \sin \frac{R_2 z}{2\tilde{\beta}_1} \exp(i \frac{B_1 z}{\tilde{\beta}_1}) \right]. \quad (9)$$

Очевидно, квадраты модулей коэффициентов разложения $|k_i|^2 \equiv A_i$ представляют интенсивность соответствующего парциального оптического вихря.

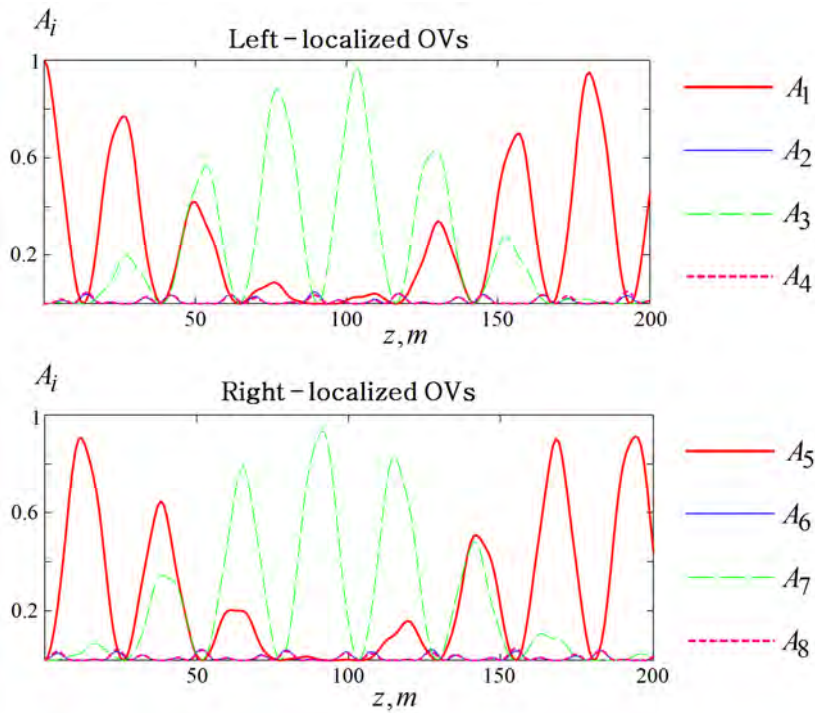


Рис. 2а. Зависимость квадратов модулей коэффициентов разложения A_i при $l=1$ от длины z при расстоянии между центрами волокон $L = 5r_0$. $V = 4.16$, $\Delta = 10^{-3}$, $r_0 = 10\lambda_{He-Ne}$.

Как следует из численных расчётов, картина эволюции моды будет относительно простой только в случае сильно разнесённых волокон (Рис. 2а). При уменьшении расстояния между волокнами возникает явление туннелирования лево-локализованного ОВ $|1,1\rangle$ в право-локализованный ОВ $|1,-1\rangle$. Этот “паразитный” процесс уменьшает эффективность туннелирования ОВ. Пока z невелико, ОВ не туннелирует в состояния с противоположной циркулярной поляризацией (Рис. 2б).

При дальнейшем увеличении z ОВ практически полностью переходит в состояния с противоположной поляризацией и оказывается связанным с лево- или право-локализованными ОВ $|-1,\pm 1\rangle$. При меньших расстояниях между волокнами (Рис. 2в) результаты теории в целом являются менее надёжными по причине усиления роли процессов туннелирования ОВ в состояния с высшими азимутальными числами l , которые в данной теории не учитываются.

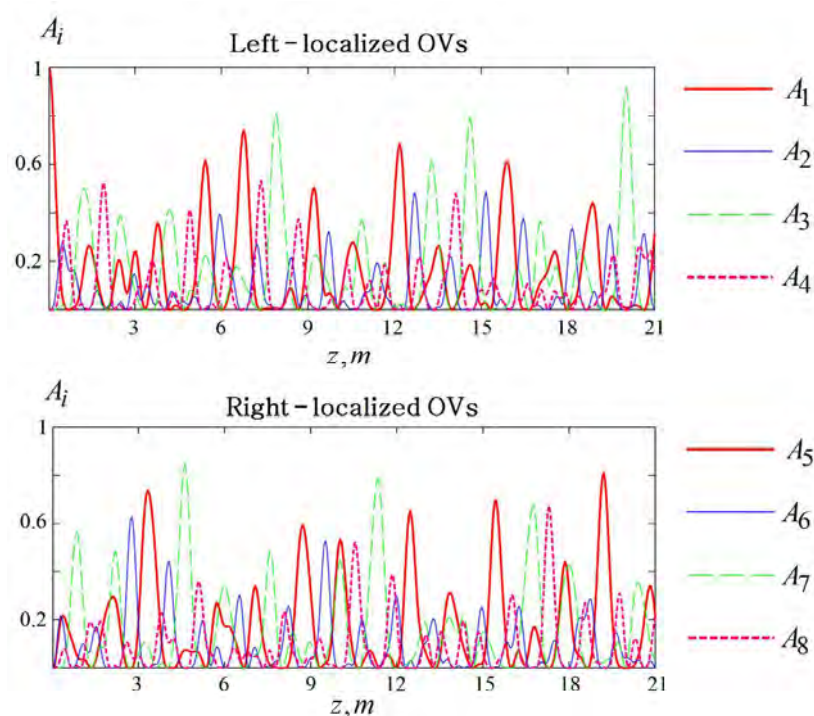


Рис. 26. Зависимость квадратов модулей коэффициентов разложения A_i при $l=1$ от длины z при расстоянии между центрами волокон $L = 4r_0$. $V = 4.16$, $\Delta = 10^{-3}$, $r_0 = 10\lambda_{He-Ne}$.

Приведенная сложная картина эволюции амплитуд объясняется существованием двух разных характерных длин, связанных с различными физическими механизмами изменения углового момента. Первая группа длин $\Lambda_1 = \frac{\tilde{\beta}_1}{C_1}$ и $\Lambda_2 = \frac{\tilde{\beta}_1}{D_1}$ относится к межволоконной связи. Известно, что исследуемая система обладает некоторой эффективной эллиптичностью [14]. Константы D_l , C_l управляют туннелированием состояний с ОУМ между волокнами. Роль константы B_1 заключается в управлении изменением поляризации поля: изменении общей циркуляции наблюдается на длине порядка $\Lambda_3 = \frac{\tilde{\beta}_1}{B_1}$. Это можно показать

аналитически: при $C_1, D_1 \gg A_1, B_1$ квадраты модулей амплитуд A_i , стоящие при модах $|\psi_i\rangle$ в (7), можно привести к следующему виду:

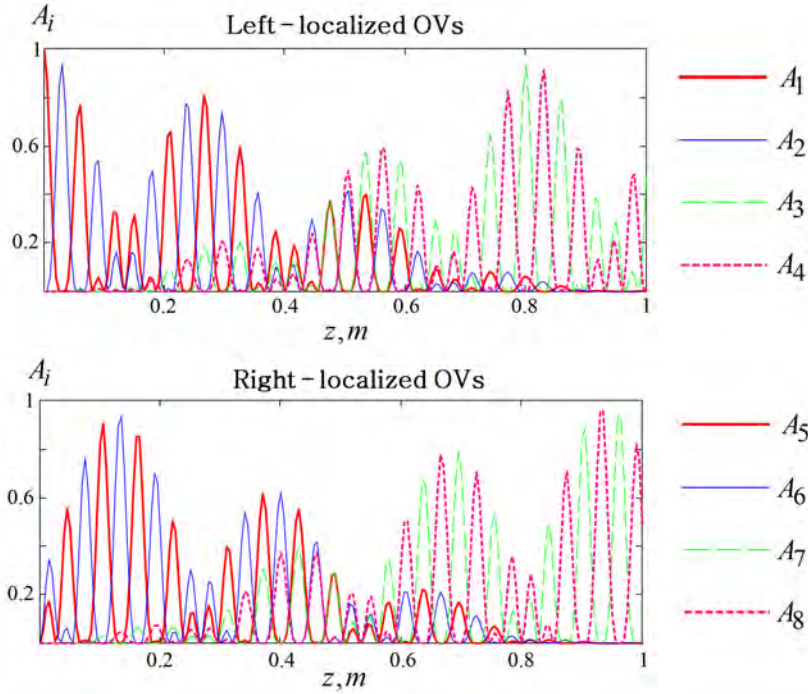


Рис. 2в. Зависимость квадратов модулей коэффициентов разложения A_i при $l=1$ от длины z при расстоянии между центрами волокон $L=3r_0$. $V=4.16$, $\Delta=10^{-3}$, $n_0=10\lambda_{He-Ne}$.

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \cos^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; & A_2 &= \sin^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; \\
 A_3 &= \cos^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; & A_4 &= \sin^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; \\
 A_5 &= \sin^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; & A_6 &= \cos^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; \\
 A_7 &= \sin^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \cos^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}; & A_8 &= \cos^2 \frac{C_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{D_1 z}{\tilde{\beta}_1} \sin^2 \frac{B_1 z}{2\tilde{\beta}_1}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Учитывая, что $\Lambda_{1,2} \ll \Lambda_3$, можно качественно объяснить поведение кривых на Рис.2б-2в.

На меньших расстояниях картина осцилляций становится практически хаотичной (Рис. 2б,в). Однако даже в этом случае можно подобрать такую длину волокна z , чтобы совершился более или менее эффективный переход вихря в другое волокно, хотя достичь при этом стопроцентной эффективности туннелирования невозможно. Эффективность туннелирования в то же самое состояние повышается крайне медленно и конкурирует с туннелированием в состояние с противоположным топологическим зарядом $|1, -1\rangle$. Это свойство можно использовать в тех случаях, когда необходимо добиться обращения заряда ОВ. Более эффективный переход вихря можно получить на расстоянии $\sim 0.1m$. Длина туннелирования в этом случае должна быть наименьшей.

Ситуация упрощается для случая туннелирования ОВ высших порядков. Распространение поля описывается как:

$$CV_{+l}^+(z) = |1\rangle P_l \cos \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} + |2\rangle Q_l \sin \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} + |5\rangle i P_l \sin \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} - |6\rangle i Q_l \cos \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l}, \quad (11)$$

где $P_l = \cos \frac{R_l z}{\tilde{\beta}_l} + i \cos 2\theta_{1l} \sin \frac{R_l z}{\tilde{\beta}_l}$ и $Q_l = \sin 2\theta_{1l} \sin \frac{R_l z}{\tilde{\beta}_l}$. Как следует из этого результата, в этом случае не происходит туннелирование в состояния с противоположной поляризацией. В частном случае слабого спин-орбитального взаимодействия $D_l \gg A_l$ квадраты модулей амплитуды вычисляются как:

$$\begin{aligned} A_1 &= \cos^2 \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} \cos^2 \frac{D_l z}{\tilde{\beta}_l}; & A_2 &= \sin^2 \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} \sin^2 \frac{D_l z}{\tilde{\beta}_l}; \\ A_5 &= \sin^2 \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} \cos^2 \frac{D_l z}{\tilde{\beta}_l}; & A_6 &= \cos^2 \frac{C_l z}{\tilde{\beta}_l} \sin^2 \frac{D_l z}{\tilde{\beta}_l}. \end{aligned} \quad (12)$$

Зависимости A_i при различных значениях L показаны на Рис. 3. Случай малых L относится к доминированию внутриволоконных связей и описывается формулами (12).

Мы не рассматриваем случай, когда в волокне возбуждается ОВ со спином и топологическим зарядом противоположных знаков – скажем, ОВ $|1, -1\rangle$. Как известно, такие ОВ не принадлежат к собственным модам идеального волокна и при распространении в волокне распадаются на ТЕ и ТМ моды [15]. По той же причине мы исключили из рассмотрения линейно поляризованные ОВ.

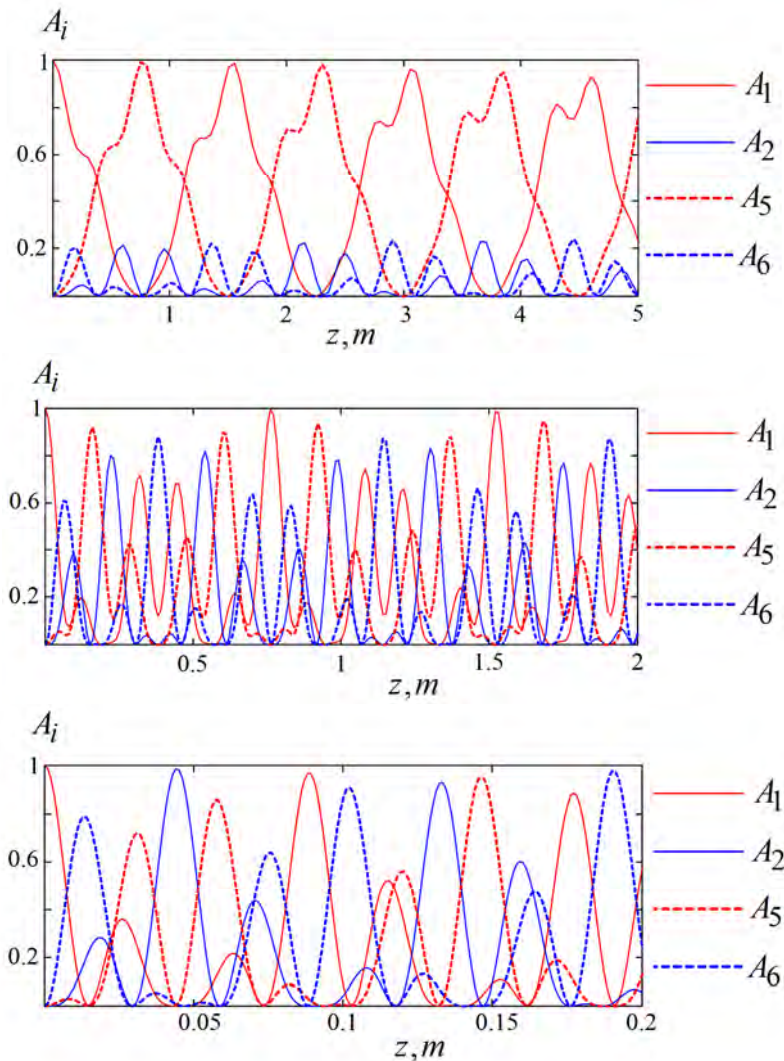


Рис. 3. Зависимость квадратов модулей коэффициентов разложения A_i при $l = 2$ от длины z при расстоянии между центрами волокон: $L = 5r_0$; $L = 4r_0$; $L = 3r_0$ соответственно. $V = 4.16$, $\Delta = 10^{-3}$, $r_0 = 10\lambda_{He-Ne}$.

ВЫВОДЫ

В данной статье исследовано распространение циркулярно поляризованных оптических вихрей с совпадающими по знаку поляризацией и топологическим зарядом, возбужденных на входе одного из двух связанных оптических волокон. Показано, что при распространении такие оптические вихри туннелируют в соседнее волокно как сложная суперпозиция оптических вихрей, которая включает

также вихри с противоположной поляризацией и топологическим зарядом. Показано, что на некоторых расстояниях начальный оптический вихрь туннелирует во второе волокно без изменения состояния, но с меньшей энергией. Такой эффект туннелирования может быть использован для создания разветвителей оптических вихрей. Эффективность разветвления увеличивается для далеко расположенных волокон и никогда не достигает ста процентов.

Список литературы

1. Gibson G. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum / Gibson G., Courtial J., Padgett M. et al. // *Opt. Expr.* – 2004. – V. 12. – p. 5448-56.
2. Bouchal Z. Mixed vortex states of light as information carriers / Bouchal Z. and Chelechovsky R. // *New J. Phys.* – 2004. – V. 6. – p. 131-45.
3. Su Z.-K. A simple scheme for quantum networks based on orbital angular momentum states of photons / Su Z.-K., Wang F.-Q., Jin R.-B. et al. // *Opt. Commun.* – 2008. – V. 112. – p. 5063-6.
4. Alexeyev C.N. Angular momentum conservation and coupled vortex modes in twisted optical fibres with torsional stress / Alexeyev C.N., Borshak T.V., Volyar A.V., and Yavorsky M.A. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 094011.
5. Alexeyev C.N. Optical angular momentum and mode conversion in optical fibres with competing form and material anisotropy / Alexeyev C.N., Alexeyev A.N., Lapin B.P., and Yavorsky M.A. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2008. – V. 10. – P. 055009.
6. Alexeyev C.N. Controlling the optical angular momentum by elliptical anisotropic fibres / Alexeyev C.N., Alexeyev A.N., Lapin B.P., and Yavorsky M.A. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 105406.
7. Alexeyev C.N. Linear azimuthons in circular fiber arrays and optical angular momentum of discrete optical vortices / Alexeyev C.N., Volyar A.V., and Yavorsky M.A. // *Phys. Rev. A.* – 2009. – V. 80. – P. 063821.
8. Volyar A.V. Tunnelling selection of optical vortices / Volyar A.V. and Fadeeva T.A. // *Tech. Phys. Lett.* – 2006. – V. 29. – P. 594-7.
9. Volyar A.V. Vectorial topological dipole in output radiation of a fiber optical coupler / Volyar A.V. and Fadeeva T.A. // *Tech. Phys. Lett.* – 2004. – V. 30. – P. 553-6.
10. Fadeyeva T.A. Polarization metrology of the tunnel vortex selection / Fadeyeva T.A. and Polyakov O.V. // *Proc. SPIE.* – 2004. – V. 5582. – P. 278-86.
11. Alexeyev C.N. Higher order modes of coupled optical fibres / Alexeyev C.N., Boklag N.A., Yavorsky M.A. // *J. Opt.* – 2010. – V. 12. – P. 115704.
12. Алексеев К.Н. Векторная теория высших мод параллельных волноводов / Алексеев К.Н., Боклаг Н.А., Яворский М.А. // *Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, Серия «Физика».* – 2010. – Т. 23(62). – С. 54-63.
13. Selected papers on coupled-mode theory in guided-wave optics / [ed. D.J. Hall], SPIE Milestone series. – SPIE Optical Engineering Press, 1993. – MS 84.
14. Snyder A.W. Optical waveguide theory / Snyder A.W. and Love J.D. – Chapman and Hall, London, New York, 1985.
15. Volyar A.V. Fiber singular optics / Volyar A.V. // *Ukr. J. Phys. Opt.* – 2002. – V. 3. – P. 69-96.

Алексеев К.М. Векторна теорія волоконних розгалужувачів оптичних вихорів / Алексеев К.М., Боклаг Н.О., Яворський М.О. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 47-57.

Розглянуто еволюцію циркулярно поляризованих оптичних вихорів у системі двох зв'язаних оптичних волокон. Доведено, що при поширенні оптичних вихорів вони тунелюють у сусіднє волокно у вигляді складної суперпозиції оптичних вихорів, що включає також вихорі протилежної поляризації та

топологического заряда. Продемонстрировано, що початковий оптичний вихор може тунелювати в інше волокно у тому ж самому вихревому стані але з меншою енергією.

Ключові слова: волоконно-оптичний розгалужувач, оптичний вихор, сингулярна оптика, зв'язані оптичні волокна, паралельні хвильоводи.

Alexeyev C.N. Vector theory of fiber waveguides with optical vortices / Alexeyev C.N., Boklag N.A., Yavorsky M.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 47-57.

It is studied the evolution of circularly polarized optical vortices in the system of two coupled optical fibres. It is shown that upon propagation optical vortices tunnel into the adjacent fibre as a complex superposition of optical vortices that comprise also optical vortices of opposite polarization and topological charge. It is demonstrated that the initial optical vortex may tunnel into the other fibre as the same vortex state of lesser energy.

Keywords: direct optical couplers, optical vortex, singular optics, coupled optical fibres, parallel waveguides.

Поступила в редакцію 05.05.2011 г.

УДК 535.1

ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ С ПОМОЩЬЮ СКРУЧЕННЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

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

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: c.alexeyev@yandex.ua*

В работе изучено преобразование топологического заряда поля с помощью скрученных эллиптических волокон (СЭВ). Показано, что топологический заряд поля, падающего на такое волокно, может быть изменен на двойку при выполнении условий согласования длины волны и шага скрутки. Решена задача о прохождении фундаментальной моды через СЭВ конечной длины, получены спектральные характеристики процесса. Продемонстрировано, что скрученное эллиптическое волокно может служить широкополосным генератором оптических вихрей с топологическим зарядом +2.

Ключевые слова: оптический вихрь, скрученное эллиптическое волокно, конверсия топологического заряда.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени задача о генерации оптических вихрей (ОВ) [1,2] – сингулярностей волнового фронта – стала классической задачей сингулярной оптики. Интерес к ней вызван тем, что ОВ нашли широкое применение в самых различных областях [3-8]. Среди множества предложенных методов [9-12] можно выделить метод генерации ОВ с использованием оптических волокон [13]. В настоящей работе решена задача о прохождении фундаментальной моды через скрученное эллиптическое волокно (СЭВ) конечной длины, а также получены спектральные характеристики процесса. Волокна такого типа были рассмотрены в работе [14], где была получена структура их $|l|=1$ мод и постоянные распространения. В ней, однако, не ставился вопрос о возможности использования данного типа волокон для генерации ОВ. В данной работе мы показываем, что СЭВ можно использовать в качестве широкополосного генератора ОВ с топологическим зарядом 2 из фундаментальной моды.

1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ

Рассмотрим СЭВ, ось скрутки которого совпадает с осью волокна (Рис.1). В сечении с координатой z в локальной системе координат (x', y', z') , повернутой на угол $\varphi_0 = qz$ ($q = 2\pi / H$, H – шаг скрутки) относительно глобальной системы координат (x, y, z) , квадрат показателя преломления можно записать следующим образом:

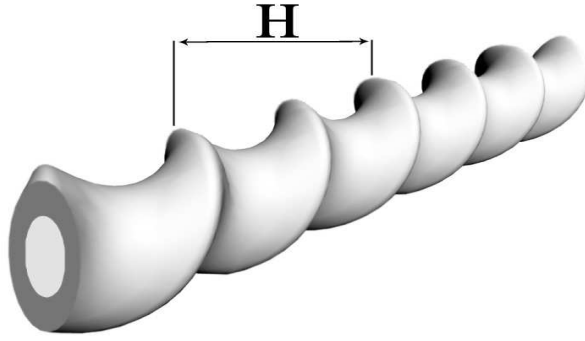


Рис. 1. Модель скрученного эллиптического волокна, H - шаг скрутки.

$$n^2(ax', by', z) = n^2 \left(\sqrt{(ax'(z))^2 + (by'(z))^2} \right), \quad (1)$$

где $a = 1 + \delta$, $b = 1 - \delta$, $\delta \ll 1$ степень эллиптичности волокна, а x' и y' связаны с глобальными координатами соотношениями:

$$\begin{cases} x' = x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0 \\ y' = -x \sin \varphi_0 + y \cos \varphi_0 \end{cases}. \quad (2)$$

Переход в цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , связанную с глобальной системой координат (x, y, z) , и разложение показателя преломления по δ приводят к следующему его выражению:

$$n^2(r, \varphi, z) = n_{co}^2 (1 - 2\Delta f(r)) - 2n_{co}^2 \Delta \delta \tilde{r} f'_r \cos(2(\varphi - qz)). \quad (3)$$

Замена $\tilde{r} = r$, $\tilde{z} = z$, $\tilde{\varphi} = \varphi - qz$ позволяет получить трансляционно-инвариантное по \tilde{z} уравнение, которое описывает распространение света в волокне:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\varphi}^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \tilde{z}} - q \frac{\partial}{\partial \tilde{\varphi}} \right)^2 + k^2 \tilde{n}^2(\tilde{r}) - 2k^2 n_{co}^2 \tilde{r} \Delta \delta f'_r \cos 2\tilde{\varphi} \right\} \mathbf{E}(\tilde{r}, \tilde{\varphi}, \tilde{z}) = 0. \quad (4)$$

Структура уравнения (4) позволяет искать его решение в виде $\mathbf{E} = \mathbf{e}(\tilde{r}, \tilde{\varphi}) \exp(i\beta \tilde{z})$ (β постоянная распространения), что приводит к следующему уравнению:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\varphi}^2} + \left(i\beta - q \frac{\partial}{\partial \tilde{\varphi}} \right)^2 + k^2 \tilde{n}^2(\tilde{r}) - 2k^2 n_{co}^2 \tilde{r} \Delta \delta f'_r \cos 2\tilde{\varphi} \right\} \mathbf{e}(\tilde{r}, \tilde{\varphi}) = 0. \quad (5)$$

Перепишем (5) в матричной форме:

$$(\hat{H}_0 + \hat{V})|\psi\rangle = \beta^2|\psi\rangle, \quad (6)$$

где $\hat{H}_0 = \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\varphi}^2} + k^2 \tilde{n}^2(r) \right) \hat{1}$, $\hat{V} = \left(-2i\beta q \frac{\partial}{\partial \tilde{\varphi}} + q^2 \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\varphi}^2} - 2k^2 n_{co}^2 \tilde{r} \Delta \delta f_r' \cos 2\tilde{\varphi} \right) \hat{1}$.

В базисе линейных поляризаций [15] $|e\rangle = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}$ решения нулевого приближения ($\hat{V} = 0$) уравнения (6) могут быть представлены оптическими вихрями:

$$|\sigma, l\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix} \exp(il\tilde{\varphi}) F_l(r), \quad (7)$$

где $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ топологический заряд, $\sigma = \pm 1$ знак круговой поляризации, а функция $F_l(r)$ является решением уравнения [16]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + k^2 \tilde{n}^2 - \frac{l^2}{r^2} - \tilde{\beta}_l^2 \right) F_l(r) = 0. \quad (8)$$

2. МОДЫ СЭВ И ИХ СПЕКТР

Уравнение (6) представляет собой уравнение на собственные функции и собственные значения оператора $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$. Для его решения воспользуемся методом теории возмущений с вырождением, учитывая, что $\Delta, \delta \ll 1$, $q \ll \beta$. Спектр при $l \neq 0$ четырехкратно вырожден. Чтобы изучить структуру гибридных мод, составленных из мод с $|l| = 0, 2$ нужно, следуя [17], усреднить оператор \hat{H} по набору решений нулевого приближения $\{|1, 0\rangle, |1, 2\rangle, |1, -2\rangle\}$, $\{|-1, 0\rangle, |-1, 2\rangle, |-1, -2\rangle\}$, а затем решить уравнение $H\bar{x} = 0$, где \bar{x} является 6-компонентным вектором в пространстве мод с $|l| = 0, 2$, и $H = H_1 \oplus H_2$:

$$H_1 = H_2 = \begin{pmatrix} \tilde{\beta}_0^2 - \beta^2 & A & A \\ A & \tilde{\beta}_2^2 - (\beta - 2q)^2 & 0 \\ A & 0 & \tilde{\beta}_2^2 - (\beta + 2q)^2 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

Для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления $A = -k^2 n_{co}^2 \Delta \delta / N_0 N_2$, $N_i = \sqrt{\int_0^\infty x F_i^2 dx}$. Спектр в нулевом приближении (Рис.2) имеет вид: $\beta_{1,2} = \pm \tilde{\beta}_0$, $\beta_{3,4} = \pm \tilde{\beta}_2 + 2q$, $\beta_{5,6} = \pm \tilde{\beta}_2 - 2q$.

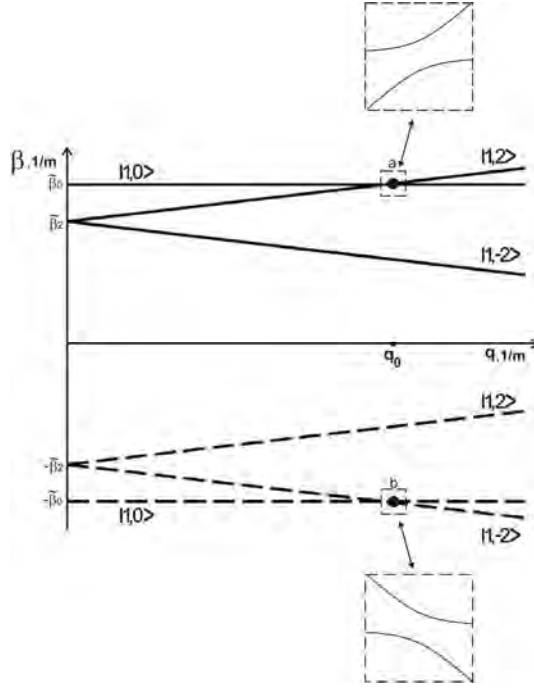


Рис. 2. Спектр матрицы H_1 . На вставках показано расталкивание спектральных кривых. Параметры волокна: $n_{co} = 1.5$, $\Delta = 0.01$, $\delta = 0.05$, $r_0 = 8\lambda_0$, $\lambda_0 = 632.8$ нм, $q \approx q_0 = 11216.845$. Тип поля обозначен рядом с соответствующей кривой.

В точках (а) и (б) ($q = q_0 \equiv 0.5(\tilde{\beta}_0 - \tilde{\beta}_2)$) происходит, соответственно, интенсивная гибридизация вперед и назад рассеянных полей. На вставках показано расталкивание спектральных кривых. Вблизи точки (а) удастся снизить размерность задачи на единицу и рассматривать матрицу размерности 2×2 . Аналогичная ситуация имеет место и вблизи точки (б). В окрестности точки (а) можно записать:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\beta}_0^2 - \beta^2 & A \\ A & \tilde{\beta}_2^2 - (\beta - 2q)^2 \end{pmatrix} \vec{x}_a = 0. \quad (10)$$

Здесь $\vec{x}_a = (x_1, x_2)$ соответствует полю $x_1|1,0\rangle + x_2|1,2\rangle$. Выбирая $q = q_0 + \varepsilon$ и $\beta = \tilde{\beta}_0 + \delta$, где ε – расстройка, можно получить из (10):

$$\begin{pmatrix} 2\tilde{\beta}_0\delta & A \\ A & 2\tilde{\beta}_2(2\varepsilon - \delta) \end{pmatrix} \vec{x}_a = 0. \quad (11)$$

Моды СЭВ с $q \approx q_0$ можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
 |\Psi_{1a}\rangle &= \{c_1|1,0\rangle \exp[i(\tilde{\beta}_0 + \varepsilon)z] + c_2|1,2\rangle \exp[i(\tilde{\beta}_2 - \varepsilon)z]\} \exp(iz\sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}), \\
 |\Psi_{2a}\rangle &= \{-c_2|1,0\rangle \exp[i(\tilde{\beta}_0 + \varepsilon)z] + c_1|1,2\rangle \exp[i(\tilde{\beta}_2 - \varepsilon)z]\} \exp(-iz\sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}), \\
 |\Psi_{1b}\rangle &= \{-c_2|1,0\rangle \exp[-i(\tilde{\beta}_0 + \varepsilon)z] + c_1|1,-2\rangle \exp[-i(\tilde{\beta}_1 - \varepsilon)z]\} \exp(iz\sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}), \\
 |\Psi_{2b}\rangle &= \{c_1|1,0\rangle \exp[-i(\tilde{\beta}_0 + \varepsilon)z] + c_2|1,-2\rangle \exp[-i(\tilde{\beta}_1 - \varepsilon)z]\} \exp(-iz\sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}), \quad (12)
 \end{aligned}$$

где $c_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \mp \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}}}$, $\Gamma^2 \approx A^2 / 4\tilde{\beta}_0^2$, а индекс a или b обозначает точку, вблизи которой строится выражение для гибридных мод. Спектр этих мод имеет вид:

$$\beta_{1,2}^{(a)} = \tilde{\beta}_0 + \varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}, \quad \beta_{1,2}^{(b)} = -\tilde{\beta}_0 - \varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + \Gamma^2}. \quad (13)$$

Два вихря: рассеянный назад $|1,2\rangle$ и рассеянный вперед $|1,-2\rangle$, не подвергаются гибридизации и не претерпевают изменений. Выражения (12) позволяют решить задачу о прохождении фундаментальной моды через СЭВ конечной длины.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Рассмотрим задачу о возбуждении СЭВ с параметром скрутки $q = q_0$ фундаментальной модой, которая при условии согласования радиусов перетяжки пучка и сердцевины волокна [18] может быть аппроксимирована полем $|1,0\rangle$. В этом случае поле в левом полупространстве будет представлено суперпозицией фундаментальной моды и оптических вихрей

$$|\Phi_1(z \leq 0)\rangle = |1,0\rangle e^{ikz} + R_1|1,0\rangle e^{-ikz} + R_2|1,2\rangle e^{-ikz} + R_3|1,-2\rangle e^{-ikz}. \quad (18)$$

Для поля внутри волокна имеем:

$$|\Phi_2\rangle = T_1|\Psi_{1a}\rangle + T_2|\Psi_{2a}\rangle + T_3|\Psi_{1b}\rangle + T_4|\Psi_{2b}\rangle + T_5|1,2\rangle e^{-i\tilde{\beta}_2 z} + T_6|1,-2\rangle e^{i\tilde{\beta}_2 z} \quad (19)$$

Справа от волокна поле может быть представлено как:

$$|\Phi_3(z \geq d)\rangle = (P_1|1,0\rangle + P_2|1,2\rangle + P_3|1,-2\rangle) e^{ik(z-d)}. \quad (20)$$

Коэффициенты R_i, T_i, P_i в выражениях (18-20) определяются из системы уравнений, получаемой при шивке выражений для поля и его производных на границах волокна и вакуума. Зависимость коэффициентов прохождения показана на рисунке 3.

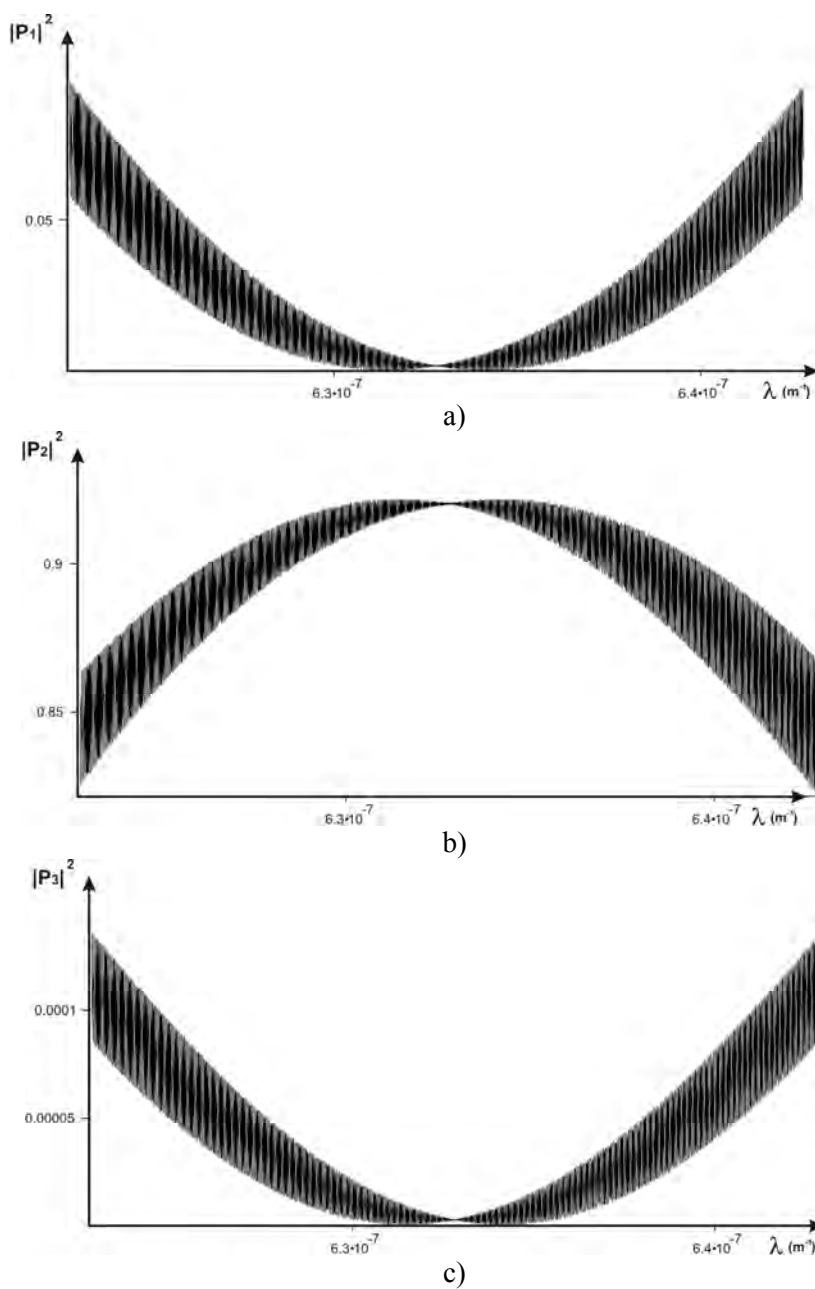


Рис. 3. Зависимость коэффициентов прохождения $|P_i|^2$ от длины волны падающего поля $|1,0\rangle$. Параметры волокна: $d_0 = 2.55$ мм, $\Delta = 0.01$, $\delta = 0.05$, $r_0 = 8\lambda_0$, $\lambda_0 = 632.8$ нм, $q \approx q_0 = 11216.845$ м⁻¹.

Видно, что вблизи q_0 происходит конверсия фундаментальной моды в вихрь с топологическим зарядом $+2$. При увеличении длины волокна область эффективной конверсии суживается, и на графиках коэффициентов прохождения появятся характерные пики и провалы (Рис.4).

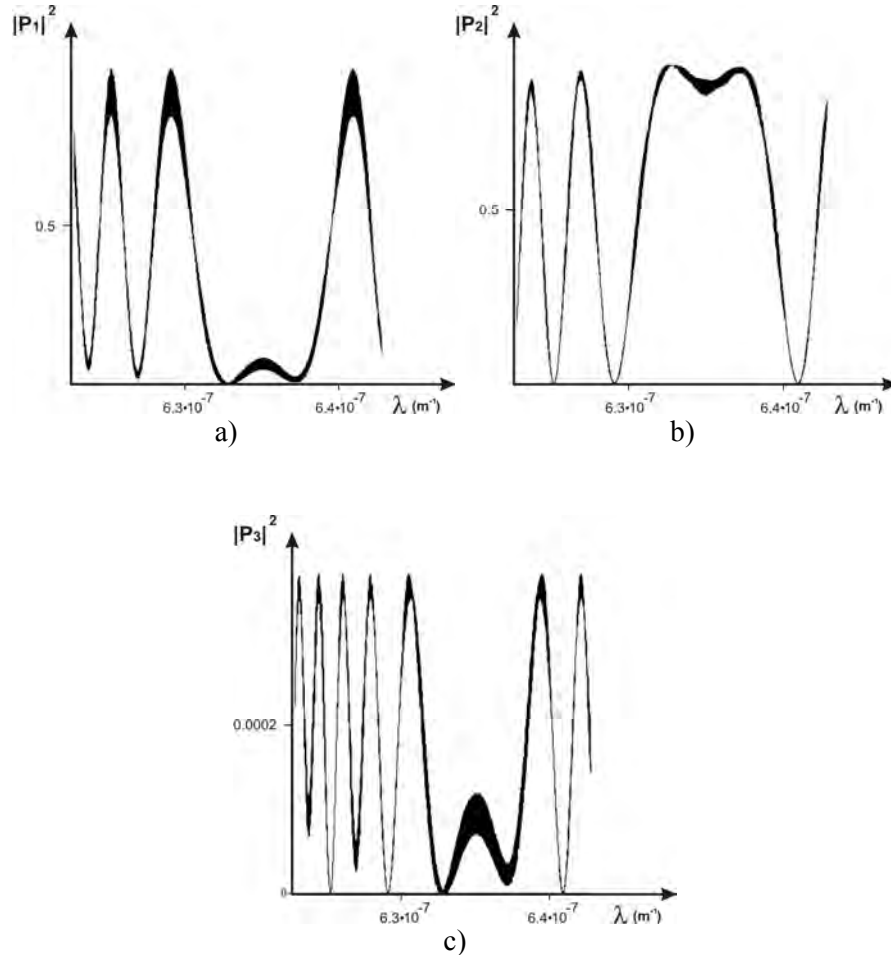


Рис. 4. Зависимость коэффициентов прохождения $|P_i|^2$ от длины волны падающего поля $|1,0\rangle$. Параметры волокна: $d_{40} = 207$ нм, $\Delta = 0.01$, $\delta = 0.05$, $r_0 = 8\lambda_0$, $\lambda_0 = 632.8$ нм, $q \approx q_0 = 11216.845 \text{ м}^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получена структура гибридных мод СЭВ и их постоянных распространения. Решена задача о прохождении фундаментальной через СЭВ конечной длины и теоретически показано, что СЭВ может служить широкополосным генератором оптических вихрей с топологическим зарядом $+2$ из фундаментальной моды. Также получены спектральные характеристики процесса.

Список литературы

1. Vasnetsov M.V. Optical Vortices / Vasnetsov M.V. and Staliunas K. – N.Y. : Nova Science, Huntington, 1999. – Vol. 228. – (Horizons of World Physics).
2. Soskin M.S. Singular Optics / Soskin M.S. and Vasnetsov M.V. // Prog. Opt. – 2001. – V. 42. – P. 219-276.
3. Simpson S.H. Motion of optically trapped particles in Laguerre-Gaussian beams / Simpson S.H. and Hanna S. // J. Opt. Soc. Am. – 2010. – A 27. – P. 2061-2071.
4. Spektor B. Singular beam microscopy / Spektor B., Normatov A. and Shamir J. // Appl. Opt. – 2008. – V. 47. – A78 – P. 87.
5. Metzger N.K. Observation and simulation of an optically driven micromotor / Metzger N.K., Mazilu M., Kelemen L., et al. // J. Opt. – 2011. – V. 13. – P. 044018.
6. Lee J.H. Experimental verification of an optical vortex coronagraph / Lee J.H., Foo G., Johnson E.G., and Shwartzlander G.A. // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 97. – P. 053901.
7. Bouchal Z. Mixed vortex states of light as information carriers / Bouchal Z. and Chelechovsky R. // New J. Phys. – 2004. – V. 6. – P. 131.
8. Pugatch R. Storing images in warm atomic vapor / Pugatch R., Shuker M., Firstenberg O., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98. – P. 203601.
9. Beijersbergen M.W. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum / Beijersbergen M.W., Allen L., van der Ween H.E.L.O. and Woerdman J.P. // Opt. Commun. – 1993. – V. 96. – P. 123-132.
10. Bejersbergen M.W. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate / Bejersbergen W., Coerwinkel R.P.C., Kristensen M., and Woerdman J.P. // Opt. Commun. – 1994. - V.112. – P. 321-327.
11. Heckenberg N.R. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms / Heckenberg N.R., McDuff R., Smith C.P., and White A.G. // Opt. Lett. – 1992. – V. 17. – P. 221-223.
12. Izdebskaya Ya.V. Generation of higher-order optical vortices by the dielectric wedge / Izdebskaya Ya.V., Shvedov V.G., and Volyar A.V. // Opt. Lett. – 2005. – V. 30. – P. 2472-2474.
13. McGloin D. The transfer of orbital angular momentum from a stressed fibre-optic waveguide to a light beam / McGloin D., Simpson N.B., and Padgett M.J. // Appl. Opt. – V. 37. – P. 469-472.
14. Alexeyev C.N. Optical vortices and the higher order modes of twisted strongly elliptical optical fibres / Alexeyev C.N. and Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2004. – V. 6. – P. 824-832.
15. Alexeyev C.N., Volyar A.V., Yavorsky M.A. // in Fiber optical vortices: Laser Optics and Electro-Optics Research Trends. New York: ed. Lian I. Chen, Nova Publishers, 2007. – P. 131-223.
16. Kawano K. Introduction to optical waveguide analysis / Kawano K., Kitoh T. – New York, 2001. – 280 p.
17. Alexeyev C.N. Helical core optical fibers maintaining propagation of a solitary optical vortex / Alexeyev C.N., Lapin B.P., Yavorsky M.A. // Phys. Rev A. – 2008. – V. 78. – P. 013813.
18. Snyder A.W. Optical Waveguide Theory / Snyder A.W., Love J.D. – London, New York: Chapman and Hall, 1985.

Алексеев К.М. Генерация оптических вихорів за допомогою скручених еліптичних волокон / Алексеев К.М., Лапін Б.П., Яворський М.А. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 58-66.

У даній статті вивчено перетворення топологічного заряду поля за допомогою скручених еліптичних волокон (СЕВ). Знайдено, що топологічний заряд поля, яке падає на таке волокно, може бути змінений на двійку при узгодженні довжини хвилі та параметрів ґрати. Розв'язано задачу о проходженні фундаментальної моди скрізь СЕВ скінченої довжини, винайдені спектральні характеристики процесу. Показано, що СЕВ може слугувати широкосмужним генератором оптичних вихорів з топологічним зарядом +2.

Ключові слова: оптичний вихор, скручене еліптичне волокно, конверсія топологічного заряду.

Alexeyev C.N. Optical vortices generation by twisted elliptical fibers / Alexeyev C.N., Lapin B.P., Yavorsky M.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 58-66.

In this paper we have studied a conversion of a field's topological charge by twisted elliptical fibers (TEF). It has been shown that the topological charge of incident field is changed by +2 by TEF in the case of wavelength and grating parameter matching. The problem of fundamental mode passage through TEF of a finite length is solved, spectral characteristics are obtained. It has been shown that the twisted elliptical fiber can operate as a broadband generator of optical vortices with topologic charge +2 from the fundamental mode.

Keywords: optical vortex, twisted elliptical fiber, topologic charge conversion.

Поступила в редакцію 05.05.2011 г.

УДК 539.2:535

ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИТОННОГО СПЕКТРА НЕИДЕАЛЬНЫХ 1D ФОТОННЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ДЕФЕКТОВ

Румянцев В.В.¹, Федоров С.А.¹, Воронкин А.С.²

¹*Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина*

²*Луганский государственный институт культуры и искусств, Луганск, Украина*

E-mail: rumyants@teor.fti.ac.donetsk.ua; alex.voronkin@gmail.com

В рамках приближения виртуального кристалла исследована зависимость поляритонного спектра неидеальной фотонной структуры – смектического жидкого кристалла – от концентрации хаотически внедренных инородных (по отношению к идеальной сверхрешетке) слоев (примесей). Полученные особенности концентрационной зависимости величины энергетической щели для различных значений номера поляритонных ветвей свидетельствуют, что путем внедрения в жидкокристаллическую сверхрешетку определенных примесей можно добиться значительного изменения ее энергетической структуры.

Ключевые слова: поляритонный спектр, смектический жидкий кристалл, жидкокристаллическая сверхрешетка, энергетическая структура.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению распространения электромагнитных возбуждений в тонких пленках и слоистых кристаллических средах (в фотонных кристаллах [1–3], в частности, в магнитных [4–6] и композитных материалах на основе кремния и жидкого кристалла [7, 8]) обусловлен, с одной стороны, потребностью твердотельной электроники в различных слоистых структурах с заданными свойствами, а с другой – достижениями технологий, позволяющими создавать тонкие пленки и периодические структуры с контролируемыми характеристиками. Слоистые структуры образуют также и смектические жидкие кристаллы. К возникновению слоистых (ламеллярных) фаз приводит избирательность в отношении растворимости (например, в водных растворах) отдельных частей органических молекул (фотонно-кристаллические системы на основе жидких кристаллов исследовались в монографии [2]).

В данной работе рассмотрено распространение света в неидеальной топологически упорядоченной немагнитной сверхрешетке. Полученный в рамках приближения виртуального кристалла (ПВК) поляритонный спектр фотонного кристалла с произвольным числом слоев в элементарной кристаллической ячейке, [9], конкретизирован для случая жидкокристаллической системы – одномерного кристалла с двумя элементами-слоями в элементарной ячейке. Для различных значений номера поляритонных ветвей исследованы особенности оптических характеристик (показателя преломления, величины энергетической щели.), обусловленные случайной вариацией слоев по толщине и составу.

1. АНАЛИЗ ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПУБЛИКАЦИЙ

Общая теория оптических волн в периодических кристаллических средах, в том числе состоящих из макроскопических слоев, рассмотрена в [10]. Дальнейшее развитие теории слоистых структур требует рассмотрения более сложных систем – неидеальных сверхрешеток с произвольным числом дефектов, случайным образом распределенных в фотонном кристалле. Очевидно, что при хаотическом распределении примесных слоев их концентрация не является функцией координат, и поляритонные характеристики приобретают зависимость от концентрации. Использование слоистых композитных материалов с слоями переменного состава или толщины существенно расширяет возможности моделирования и создания новых слоистых материалов.

Методика расчета поляритонных возбуждений для указанных систем имеет много общего с методами нахождения квазичастичных возбуждений (электронных, фононных и пр.) в топологически неупорядоченных неидеальных кристаллах. Распространенным методом расчета квазичастичных состояний в неупорядоченных средах является приближение виртуального кристалла, которое заключается в замене конфигурационно зависимых параметров гамильтониана задачи на усредненные их значения [11]. Поляритонные спектры и соответствующие оптические характеристики неидеальных сверхрешеток удобно исследовать, используя именно это приближение, поскольку ПВК позволяет выявлять особенности и трансформацию спектров элементарных возбуждений, обусловленную изменением концентрации дефектов в несовершенных структурах.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Поскольку оптические свойства периодической среды определяются соответствующими материальными тензорами – диэлектрической $\hat{\epsilon}(\vec{r})$ и магнитной $\hat{\mu}(\vec{r})$ проницаемостями, то для указанных идеальных систем имеют место равенства:

$$\hat{\epsilon}(x, y, z) = \hat{\epsilon}(x, y, z + d), \quad \hat{\mu}(x, y, z) = \hat{\mu}(x, y, z + d), \quad (1)$$

где $d = \sum_{j=1}^{\sigma} a_j$ – период сверхрешетки, σ – число слоев в элементарной ячейке, a_j –

толщины соответствующих слоев одномерной цепочки элементов, лежащих на оси z . Распространение электромагнитных волн в неоднородных структурах описывается уравнениями Максвелла, которые в (\vec{k}, ω) – представлении принимают вид:

$$\begin{cases} \vec{k} \times \vec{H}(\vec{k}, \omega) = -\frac{\omega}{c} \int d\vec{q} \hat{\epsilon}(\vec{q}, \vec{k} - \vec{q}) \cdot \vec{E}(\vec{q}, \omega); \\ \vec{k} \times \vec{E}(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega}{c} \int d\vec{q} \hat{\mu}(\vec{q}, \vec{k} - \vec{q}) \cdot \vec{H}(\vec{q}, \omega). \end{cases} \quad (2)$$

$\vec{E}(\vec{k}, \omega)$, $\vec{H}(\vec{k}, \omega)$ – Фурье-амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей. В координатном представлении материальные тензоры $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ кристаллической сверхрешетки с произвольным числом σ слоев, которые перпендикулярны оси z , выражаются в следующей форме:

$$\begin{pmatrix} \hat{\epsilon}(z) \\ \hat{\mu}(z) \end{pmatrix} = \sum_{n,\alpha} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{n\alpha} \\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} \left\{ \theta \left[z - (n-1)d - \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} - a_{n\alpha} \right) \right] - \theta \left[z - (n-1)d - \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} \right] \right\}. \quad (3)$$

В (3) $\theta(z)$ – функция Хевисайда, $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер ячейки одномерного кристалла, индекс $\alpha = 1, 2, \dots, \sigma$ нумерует элементы ячейки. В частности, при исследовании неидеальной системы, в которой разупорядочение связано лишь с вариацией состава (а не толщины) примесных слоев, $a_{n\alpha} \equiv a_{\alpha}$. В этом случае конфигурационно зависимые тензоры $\hat{\epsilon}_{n\alpha}$, $\hat{\mu}_{n\alpha}$ в нашей модели неидеальной сверхрешетки представляются через случайные величины $\eta_{n\alpha}^{\nu}$ ($\eta_{n\alpha}^{\nu} = 1$, если в узле $(n\alpha)$ кристаллической цепочки находится слой $\nu(\alpha)$ -го сорта, $\eta_{n\alpha}^{\nu} = 0$ – в ином случае):

$$\begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{n\alpha} \\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} = \sum_{\nu(\alpha)} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{\alpha}^{\nu(\alpha)} \\ \hat{\mu}_{\alpha}^{\nu(\alpha)} \end{pmatrix} \eta_{n\alpha}^{\nu(\alpha)}. \quad (4)$$

Легко показать, что Фурье-образы материальных тензоров $\hat{\epsilon}(\vec{k} - \vec{q})$, $\hat{\mu}(\vec{k} - \vec{q})$ в системе уравнений (2) для случая рассматриваемой сверхрешетки имеет вид:

$$\begin{bmatrix} \hat{\epsilon}(\vec{k} - \vec{q}) \\ \hat{\mu}(\vec{k} - \vec{q}) \end{bmatrix} = (2\pi)^2 \delta(k_x - q_x) \delta(k_y - q_y) \sum_{\alpha} F_{\alpha}(k_z - q_z) \sum_n \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{n\alpha} \\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} \exp[i(k_z - q_z)nd], \quad (5)$$

где функция $F_{\alpha}(k_z - q_z)$ определяется выражением:

$$F_{\alpha}(k_z - q_z) = \theta(k_z - q_z) \{ \exp[-i(k_z - q_z)a_{\alpha}] - 1 \} \exp \left[i(k_z - q_z) \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_j - d \right) \right].$$

Здесь $\theta(k_z)$ – фурье-образ функции Хевисайда $\theta(z)$. Для идеальной сверхрешетки:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}^{(0)}(\vec{k} - \vec{q}) \\ \hat{\mu}^{(0)}(\vec{k} - \vec{q}) \end{pmatrix} &= (2\pi)^2 (k_x - q_x)(k_y - q_y) \times \\ &\times \sum_{\alpha} F_{\alpha}(k_z - q_z) \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{\alpha}^{(0)} \\ \hat{\mu}_{\alpha}^{(0)} \end{pmatrix} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[i(k_z - q_z)na_{\alpha}] - 1 \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

причем $\hat{\epsilon}_{n\alpha}^{(0)} \equiv \hat{\epsilon}_{\alpha}^{(0)}$, $\hat{\mu}_{n\alpha}^{(0)} \equiv \hat{\mu}_{\alpha}^{(0)}$.

Расчет поляритонного спектра неидеальной сверхрешетки осуществляется в рамках ПВК (по аналогии с квазичастичным подходом) путем следующей замены: $\hat{\epsilon} \rightarrow \langle \hat{\epsilon} \rangle$, $\hat{\mu} \rightarrow \langle \hat{\mu} \rangle$ (угловые скобки обозначают процедуру кофигурационного усреднения). При этом из (4) и [18] следует, что:

$$\begin{pmatrix} \langle \hat{\epsilon}_{n\alpha} \rangle \\ \langle \hat{\mu}_{n\alpha} \rangle \end{pmatrix} = \sum_{\alpha, \nu(\alpha)} \begin{pmatrix} \epsilon_{\alpha}^{\nu(\alpha)} \\ \mu_{\alpha}^{\nu(\alpha)} \end{pmatrix} C_{\alpha}^{\nu(\alpha)}, \quad (7)$$

где $C_{\alpha}^{\nu(\alpha)}$ – концентрация примесного слоя $\nu(\alpha)$ -го сорта в α -й подрешетке, $\sum_{\nu(\alpha)} C_{\alpha}^{\nu(\alpha)} = 1$. Поскольку конфигурационное усреднение «восстанавливает» трансляционную симметрию в кристаллической системе, то применительно к исследуемому случаю неидеальной сверхрешетки «приобретенная» трансляционная инвариантность одномерной цепочки позволяет представить систему уравнений (2) в виде следующего интегрального матричного уравнения:

$$\int d\vec{q} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{c} \langle \hat{\epsilon}(\vec{K} - \vec{q}) \rangle & \delta(\vec{K} - \vec{q}) \hat{q} \\ \delta(\vec{K} - \vec{q}) \hat{q} & -\frac{\omega}{c} \langle \hat{\mu}(\vec{K} - \vec{q}) \rangle \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{q}, \omega) \\ \vec{H}(\vec{q}, \omega) \end{pmatrix} = 0. \quad (8)$$

Здесь тензор $\hat{q} = \begin{pmatrix} 0 & -q_z & q_y \\ q_z & 0 & -q_x \\ -q_y & q_x & 0 \end{pmatrix}$ – антисимметричный, дуальный к волновому

вектору \vec{q} , тензор. В соотношении (8) произведена также замена произвольного волнового вектора \vec{k} на блоховский волновой вектор \vec{K} . Последнее стало возможным для неидеальной сверхрешетки, благодаря конфигурационному усреднению, «восстановившему» периодичность среды. Согласно теореме Флоке, в периодической среде общее решение системы уравнений (2) $\begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{r}, \omega) \\ \vec{H}(\vec{r}, \omega) \end{pmatrix} = \int d\vec{k} \begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{k}, \omega) \\ \vec{H}(\vec{k}, \omega) \end{pmatrix} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ представляет собой суперпозицию

нормальных мод $\vec{E}_{\vec{K}}(\vec{r}, \omega) = \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}) \varphi(x, y, z, \omega)$, причем $\varphi(x, y, z, \omega) = \varphi(x, y, z + d, \omega)$, $\vec{K} = (0, 0, K)$, $K = 2\pi m / Nd$, $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm N$ (среди всевозможных значений m имеется лишь N значений, дающих N независимых мод).

3. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИТОННОГО СПЕКТРА ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСНЫХ СЛОЕВ В НЕИДЕАЛЬНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

3.1. Вариация слоев по составу

Для немагнитных систем $\hat{\mu} = \hat{I}$, а диэлектрическая проницаемость исследуемой неидеальной сверхрешетки – периодическая функция: $\langle \hat{\epsilon}(x, y, z) \rangle = \langle \hat{\epsilon}(x, y, z + d) \rangle$. Для одноосного кристалла

($\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{xx} \delta_{xi} \delta_{jx} + \varepsilon_{yy} \delta_{yi} \delta_{jy} + \varepsilon_{zz} \delta_{zi} \delta_{jz}$, очевидно, что для $\vec{K} \parallel z$ zz -компоненты тензора $\hat{\varepsilon}$ в конечных формулах не фигурируют, а $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \equiv \varepsilon$, В этом случае дисперсионное соотношение $\omega = \omega_s(\vec{K})$ общего вида, которое следует из (5) и условия разрешимости интегрального уравнения (8), имеет вид:

$$\omega_{s(\pm)}^2(K) = c^2 K^2 \left\{ \sum_{\alpha=1}^{\sigma} \frac{a_{\alpha}}{d} \langle \varepsilon_{n\alpha} \rangle \pm \frac{1}{2\pi s} \left[\sum_{\alpha=1}^{\sigma} \langle \varepsilon_{n\alpha} \rangle \begin{matrix} \exp\left(-i \frac{2\pi s}{d} \sum_{j=1}^{\alpha} a_j\right) - \\ - \exp\left(-i \frac{2\pi s}{d} \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_j - a_{\alpha}\right)\right) \end{matrix} \right] \right\}^{-1} \quad (9)$$

Целочисленный индекс s нумерует поляритонные ветви.

Ограничимся рассмотрением распространения электромагнитного излучения в жидкокристаллической сверхрешетке с двумя изотропными слоями-элементами в элементарной ячейке. При этом концентрация и диэлектрическая проницаемость основного вещества в первой и второй подрешетках обозначим соответственно, как $C_1^{(1)}$, $\varepsilon_1^{(1)} = 5,5$ и $C_2^{(1)}$, $\varepsilon_2^{(1)} = 5,0$, а примеси – $C_1^{(2)}$, $\varepsilon_1^{(2)}$ и $C_2^{(2)}$, $\varepsilon_2^{(2)}$.

С учетом вышесказанного дисперсия поляритонного спектра неидеальной бинарной жидкокристаллической системы определяется следующим из (9) дисперсионным уравнением:

$$\omega_{s(\pm)}^2(K) = c^2 K^2 \left\{ \begin{matrix} f_1(C_1^{(2)}) \frac{a_1}{d} + f_2(C_2^{(2)}) \frac{a_2}{d} \pm \\ \pm \left| f_1(C_1^{(2)}) \frac{\sin(\pi s a_1 / d)}{\pi s} + f_2(C_2^{(2)}) \frac{\sin(\pi s a_2 / d)}{\pi s} \right| \end{matrix} \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $f_1(C_1^{(2)}) = \varepsilon_1^{(1)} + (\varepsilon_1^{(2)} - \varepsilon_1^{(1)}) C_1^{(2)}$, $f_2(C_2^{(2)}) = \varepsilon_2^{(1)} + (\varepsilon_2^{(2)} - \varepsilon_2^{(1)}) C_2^{(2)}$. При получении соотношения (10) использованы те же приближения, что и в работе [11] (в которой изучалась идеальная периодическая структура), поэтому форма дисперсионных кривых качественно не отличается от кривых, приведенных в этой работе. Тем не менее, в отличие от случая, исследованного в [10,12,13], особенность рассмотренной задачи отражается в том, что параметры семейства дисперсионных кривых зависят от концентрации $C_{\alpha}^{v(\alpha)}$ дефектных слоев. В частности, наша модель позволяет получить выражение для ширины запрещенной зоны, которая для $\omega = \omega_s(\vec{K})$ в форме (9), имеет вид:

$$\Delta\omega_s = \omega \frac{\left| (\varepsilon_1^{(1)} C_1^{(1)} + \varepsilon_1^{(2)} C_1^{(2)}) \sin(\pi s a_1 / d) / \pi s + (\varepsilon_2^{(1)} C_2^{(1)} + \varepsilon_2^{(2)} C_2^{(2)}) \sin(\pi s a_2 / d) / \pi s \right|}{(\varepsilon_1^{(1)} C_1^{(1)} + \varepsilon_1^{(2)} C_1^{(2)}) a_1 / d + (\varepsilon_2^{(1)} C_2^{(1)} + \varepsilon_2^{(2)} C_2^{(2)}) a_2 / d} \quad (11)$$

3.2. Вариация слоев по толщине

Рассмотрим неидеальную систему, в которой разупорядочение связано лишь с вариацией толщины (а не состава) примесных слоев, следовательно, $\hat{\varepsilon}_{n\alpha} \equiv \hat{\varepsilon}_\alpha$. Конфигурационно зависимые величины $a_{n\alpha}$ в такой модели неидеальной сверхрешетки представлены через случайные величины $\eta_{n\alpha}^v$ ($\eta_{n\alpha}^v = 1$, если в узле $(n\alpha)$ кристаллической цепочки находится слой с толщиной $a_\alpha^{v(\alpha)}$ сорта $v(\alpha)$; $\eta_{n\alpha}^v = 0$ – в ином случае):

$$a_{n\alpha} = \sum_{v(\alpha)=1}^{r(\alpha)} a_\alpha^{v(\alpha)} \eta_{n\alpha}^{v(\alpha)}, \quad (12)$$

$r(\alpha)$ – число сортов элементов-слоев в α -й подрешетке одномерного кристалла.

Очевидно, что конфигурационно усредненные величины $\langle a_{n\alpha} \rangle \equiv a_\alpha \{C_\alpha^{v(\alpha)}\}$ и $\langle d_n \rangle \equiv \sum_\alpha \langle a_{n\alpha} \rangle$ равны:

$$\langle a_{n\alpha} \rangle = \sum_{v(\alpha)=1}^{r(\alpha)} a_\alpha^{v(\alpha)} C_\alpha^{v(\alpha)}, \quad \langle d_n \rangle \equiv d \{C_\alpha^{v(\alpha)}\} = \sum_{\alpha=1}^{\sigma} \sum_{v(\alpha)=1}^{r(\alpha)} a_\alpha^{v(\alpha)} C_\alpha^{v(\alpha)}. \quad (13)$$

Так же, как и в случае неидеальной сверхрешетки с переменным составом, задача нахождения поляритонных характеристик сводится к соответствующей задаче для «идеального» многослойника с толщинами слоев $a_\alpha \{C_\alpha^{v(\alpha)}\}$ и периодом $d \{C_\alpha^{v(\alpha)}\}$.

Поэтому в приближении виртуального кристалла нахождение всех соответствующих величин (спектра, ширины щели и т. д.) осуществляется путем замены: $a_{n\alpha} \longrightarrow a_\alpha \{C_\alpha^{v(\alpha)}\}$, $d \longrightarrow d \{C_\alpha^{v(\alpha)}\}$. $C_\alpha^{v(\alpha)}$ – концентрация слоев с толщиной $v(\alpha)$ -го сорта в α -й подрешетке, $\sum_{v(\alpha)} C_\alpha^{v(\alpha)} = 1$.

Конфигурационное усреднение «восстанавливает» трансляционную симметрию в кристаллической системе, поэтому применительно к исследуемому случаю неидеальной сверхрешетки приобретенная трансляционная инвариантность одномерной цепочки позволяет представить материальные тензоры в виде разложения в ряд Фурье

$$\begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}(z) \\ \hat{\mu}(z) \end{pmatrix} = \sum_l \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}_l \\ \hat{\mu}_l \end{pmatrix} \exp\left(-il \frac{2\pi}{d \{C_\alpha^{v(\alpha)}\}} z\right). \quad (14)$$

Из выражения (2) следует, что Фурье-амплитуды $\hat{\varepsilon}_l$, $\hat{\mu}_l$ и диэлектрическая $\hat{\varepsilon}_{n\alpha}$ и магнитная $\hat{\mu}_{n\alpha}$ проницаемости слоев с усредненными толщинами (4) связаны соотношением:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}_l \\ \hat{\mu}_l \end{pmatrix} &= -\frac{i}{2\pi d} \sum_{\alpha} \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}_{n\alpha} \\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} \times \\ &\times \left\{ \exp \left[i \frac{2\pi}{d \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\}} l \sum_{j=1}^{\alpha} a_j \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\} \right] - \exp \left[i \frac{2\pi}{d \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\}} l \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_j \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\} - a_{\alpha} \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

В предположении гармонической зависимости напряженностей (\vec{E}, \vec{H}) электромагнитного поля от времени уравнения Максвелла приобретают вид:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \frac{i\omega}{c} \hat{\mu}(z) \cdot \vec{H}(\vec{r}, \omega), \quad \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, \omega) = -\frac{i\omega}{c} \hat{\varepsilon}(z) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega). \quad (16)$$

Согласно теореме Флоке поля $\vec{E}(\vec{r}, \omega), \vec{H}(\vec{r}, \omega)$ для периодической среды представимы в форме:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, \omega) \\ \vec{H}(\vec{r}, \omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{f}_K^{(E)}(z) \\ \vec{f}_K^{(H)}(z) \end{bmatrix} \exp(-i\vec{\chi} \cdot \vec{\rho} - iKz). \quad (17)$$

Здесь $\vec{\rho} = (x, y)$, $\vec{\chi}$ – произвольный планарный (в плоскости XOY) волновой вектор, $\vec{K} = (0, 0, K)$ – блоховский вектор. Причем

$$\begin{bmatrix} \vec{f}_K^{(E)}(z) \\ \vec{f}_K^{(H)}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{f}_K^{(E)}(z + d \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\}) \\ \vec{f}_K^{(H)}(z + d \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\}) \end{bmatrix} = \sum_p \begin{pmatrix} \vec{f}_{K,p}^{(E)} \\ \vec{f}_{K/p}^{(H)} \end{pmatrix} \exp \left(-ip \frac{2\pi}{d \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\}} z \right). \quad (18)$$

Подстановка соотношения (17) в систему уравнений (16) приводит к следующему соотношению для Фурье-амплитуд $\vec{f}_{K,p}^{(E,H)}$ электромагнитного поля:

$$\left[\vec{\chi} + \left(K + p \frac{2\pi}{d \{C_{\alpha}^{v(\alpha)}\}} \right) \vec{e}_z \right] \times \begin{pmatrix} \vec{f}_{K,p}^{(H)} \\ \vec{f}_{K,p}^{(E)} \end{pmatrix} = \frac{\omega}{c} \begin{bmatrix} -\sum_l \hat{\varepsilon}_l \cdot \vec{f}_{K,p-l}^{(E)} \\ \sum_l \hat{\mu}_l \cdot \vec{f}_{K,p-l}^{(H)} \end{bmatrix}, \quad (19)$$

где \vec{e}_z – орт оси z . Система уравнений (19) определяет нормальные моды электромагнитных волн, распространяющихся в такой «периодической» среде.

В исследуемом случае распространения света вдоль оси z ($\vec{\chi} = 0$) в немагнитной сверхрешетке ($\hat{\mu} = \hat{I}$ – единичная матрица), полагая, что вектор Блоха K близок к значению, определяемому условием Брэгга, основными членами системы уравнений (19) являются $\vec{f}_{K,p}^{(E,H)}$ при $p = 0, -1$ (что соответствует резонансу между этими составляющими плоских волн). Для $\vec{f}^{(E)} = (f_x^{(E)}, f_y^{(E)}, 0)$ и $\vec{f}^{(H)} = (f_x^{(H)}, f_y^{(H)}, 0)$ уравнения (19) после исключения $\vec{f}^{(H)}$ принимают вид:

$$\begin{bmatrix} K^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{(0)} & -\frac{\omega^2 \varepsilon^{(1)}}{c^2} \\ -\frac{\omega^2 \varepsilon^{(-1)}}{c^2} & \left(K - \frac{2\pi}{d \{C_\alpha^{(\omega)}\}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{(0)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} f_{K,0}^{(E)} \\ f_{K,-1}^{(E)} \end{pmatrix} = 0 \quad (20)$$

где $\varepsilon_{l=0} \equiv \varepsilon^{(0)}$, $\varepsilon_{l=\pm 1} \equiv \varepsilon^{(\pm 1)}$. Дисперсионные соотношения $\omega_{\pm} = \omega(K)$ определяются условием равенства нулю детерминанта системы уравнений (20)

Концентрацию и толщину слоя основного вещества (матрицы) в первой и второй подрешетках обозначим соответственно $C_1^{(1)}, a_1^{(1)}$ и $C_2^{(1)}, a_2^{(1)}$, а примеси – $C_1^{(2)}, a_1^{(2)}$ и $C_2^{(2)}, a_2^{(2)}$. Несложные преобразования с учетом $|\varepsilon^{(-1)}| = |\varepsilon^{(1)}|$ позволяют получить следующие соотношения для показателя преломления $n_{\pm} \equiv cK / \omega_{\pm}$ исследуемой системы:

$$n_{\pm}^2(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}) = \varepsilon^{(0)}(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}) \pm |\varepsilon^{(1)}(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})| = \varepsilon^{(0)} \left[1 \pm \frac{\Delta\omega_1(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})}{\omega} \right], \quad (21)$$

причем $(n_+^2 - n_-^2) / 2\varepsilon^{(0)} = \Delta\omega_1 / \omega$, $\Delta\omega_1 = |\omega_+ - \omega_-|$ – ширина нижней запрещенной зоны. Из формулы (21) следует, что величина $\Delta\omega_1$ определяется соответствующим коэффициентом Фурье-разложения, в данном случае $|\varepsilon^{(1)}|$:

$$\varepsilon^{(0)} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 (a_2^{(1)} / a_1^{(1)}) f(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})}{1 + (a_2^{(1)} / a_1^{(1)}) f(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})}, \quad (22)$$

$$|\varepsilon^{(1)}| = \frac{|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|}{\pi} \sin \frac{\pi}{1 + (a_2^{(1)} / a_1^{(1)}) f(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})}.$$

Функция $f(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}) = \frac{1 - C_2^{(2)}(1 - a_2^{(2)} / a_2^{(1)})}{1 - C_1^{(2)}(1 - a_1^{(2)} / a_1^{(1)})}$ зависит от концентраций примесных

слоев и их относительной толщины. Как показано выше, запрещенные зоны высшего порядка также определяются соответствующими Фурье-коэффициентами диэлектрической проницаемости.

На рис. 1 приводится концентрационная зависимость энергетических щелей в бинарной жидкокристаллической сверхрешетке для различных значений s . Хорошо видно, что форма соответствующих поверхностей по-прежнему сохраняет монотонный характер зависимости, с увеличением s ширина щели стремится к нулю. При этом зависимости для четных s качественно отличаются от соответствующих поверхностей для нечетных s . Этот факт проиллюстрирован рис. 2, из которого следует, что для определенной области значений $C_1^{(2)}, C_2^{(2)}$ ширина щели для четных s часто оказывается уже следующего нечетного значения s . Ход

поверхностей $\Delta\omega_s(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})$ на рис.3, изображенных для ряда значений $\varepsilon_1^{(2)}$ и $\varepsilon_2^{(2)}$, указывает на слабую зависимость $\Delta\omega_s$ от изменения $\varepsilon_1^{(2)}$, $\varepsilon_2^{(2)}$. На рис.4. приведена концентрационная зависимость величины энергетической щели для случая $s=1$ при вариация слоев по толщине.

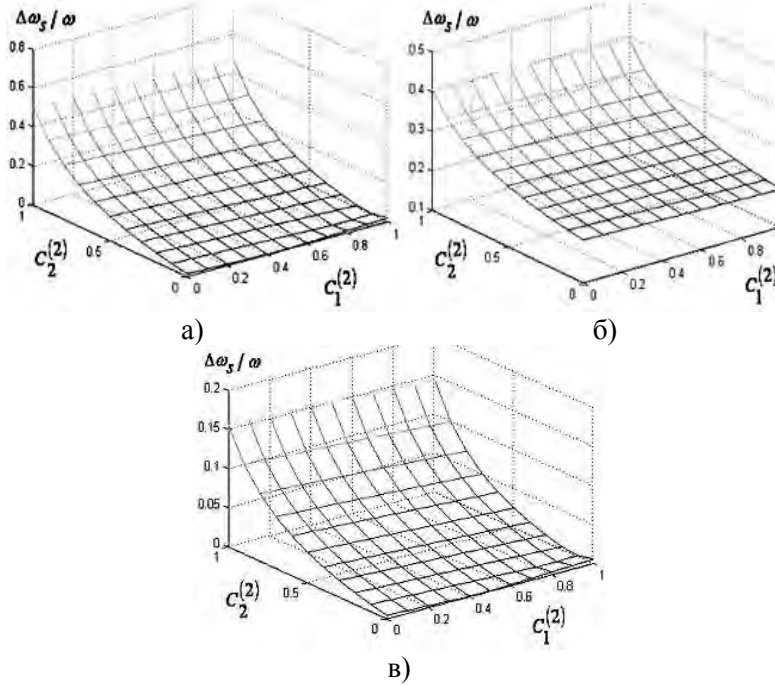


Рис. 1. Концентрационная зависимость величины энергетической щели для различных значений номера поляритонных ветвей: а) $s = 2$, б) $s = 3$, в) $s = 4$, причем $a_1/d = 0,2$, $a_2/d = 0,8$, $\varepsilon_1^{(2)}/\varepsilon_1^{(1)} = 0,8$, $\varepsilon_2^{(2)}/\varepsilon_2^{(1)} = 0,1$.

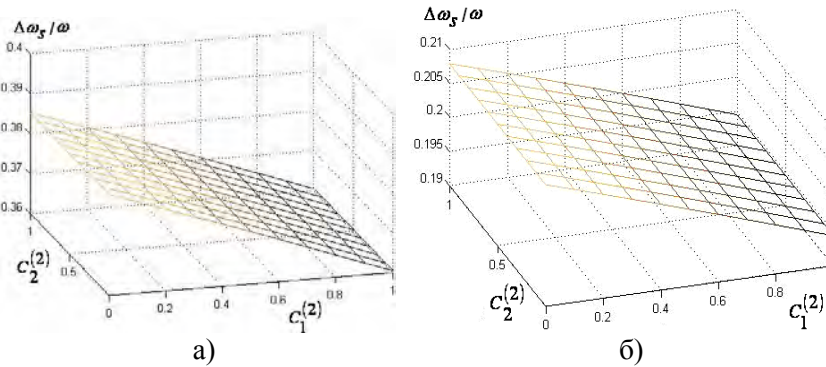


Рис. 2. Концентрационная зависимость величины энергетической щели для различных значений номера поляритонных ветвей: а) $s = 1$, б) $s = 3$, причем $a_1/d = 0,2$, $a_2/d = 0,8$, $\varepsilon_1^{(2)}/\varepsilon_1^{(1)} = 0,8$, $\varepsilon_2^{(2)}/\varepsilon_2^{(1)} = 1$.

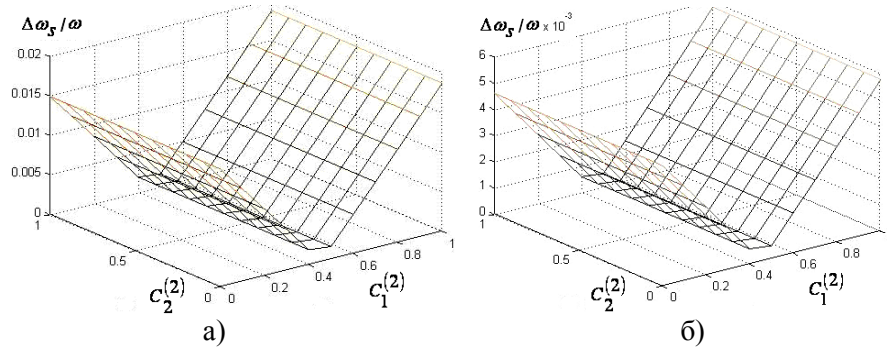


Рис. 3. Концентрационная зависимость величины энергетической щели для различных значений номера поляритонных ветвей: а) $s = 2$, б) $s = 4$, причем $a_1/d = 0,2$, $a_2/d = 0,8$, $\varepsilon_1^{(2)}/\varepsilon_1^{(1)} = 0,8$, $\varepsilon_2^{(2)}/\varepsilon_2^{(1)} = 1$.

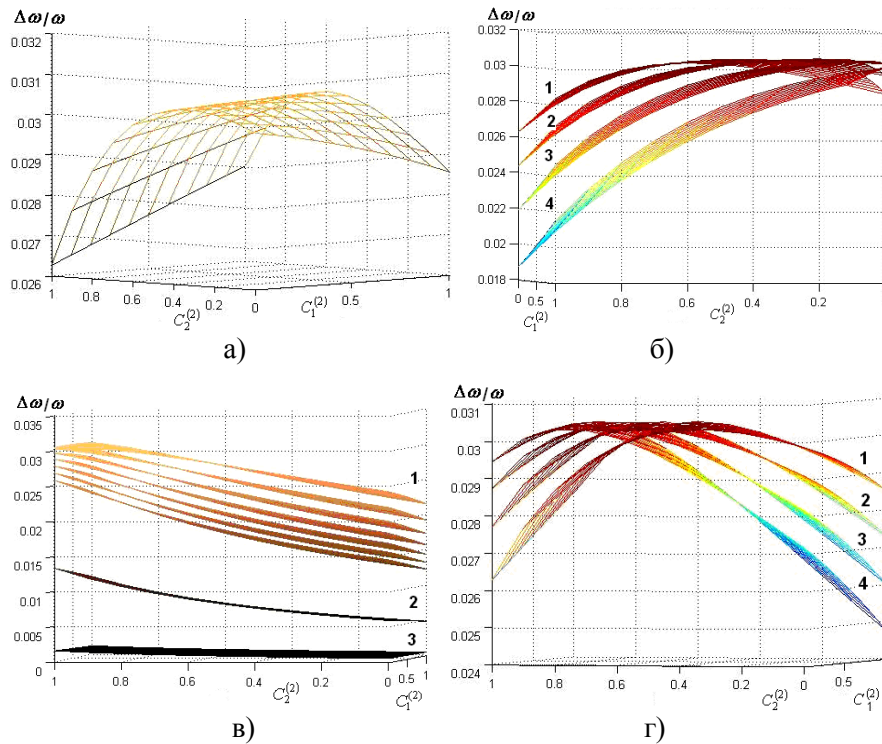


Рис. 4. Концентрационная зависимость величины энергетической щели для случая $s=1$ при вариации слоев по толщине, где $a_2^{(2)}/a_2^{(1)} = 0,4$; $a_1^{(2)}/a_1^{(1)} = 0,8$: а) $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,3$; б) 1 соответствует отношению $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,3$; 2 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,1$; 3 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 0,9$; 4 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 0,7$; в) для группы 1 отношение $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,9 \dots 3,1$; 2 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 15$; 3 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 150$; г) $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,3$; 2 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,7$; 3 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 1,9$; 4 – $a_2^{(1)}/a_1^{(1)} = 2,1$.

ВЫВОДЫ

В современной трактовке квазичастичные возбуждения (например, поляритоны) удобно описывать также на языке функций Грина. В случае разупорядоченных макроскопически однородных (в частности, топологически упорядоченных) неидеальных систем используют усредненные одночастичные функции Грина, которые в узельном представлении трансляционно инвариантны и выражаются через резольвенту $\langle \hat{R}(\omega) \rangle = \left\langle \left(\frac{1}{\hbar\omega - \hat{H}} \right) \right\rangle$ соответствующего квазичастичного гамильтониана \hat{H} [14, 16]. Хорошо известно, что расчет $\hat{R}(\omega)$ сводится к вычислению массового оператора $\hat{\Sigma}(\vec{k}, \omega, C)$, зависящего от концентрации C примесей, частоты ω и волнового вектора \vec{k} . Вещественная часть $\hat{\Sigma}(\vec{k}, \omega, C)$ определяет перенормировку квазичастичного спектра, а мнимая – затухание (и, следовательно, длину свободного пробега) соответствующих возбуждений. Указанное описание справедливо лишь для тех частотных интервалов, для которых выполняется неравенство

$$Im \hat{\Sigma} \ll Re \hat{\Sigma}. \quad (23)$$

Частотные интервалы, для которых выполняется (23), зависят от определенных соотношений между параметрами системы, а также от величины концентрации дефектов. Нахождение критериев выполнимости неравенства (23) представляет собой достаточно трудоемкую отдельную задачу, проведенную, в частности, в работах [17, 18]. Поскольку (23) выполняется не всегда, выбор и применение определенных приближений для нахождения $\hat{\Sigma}(\vec{k}, \omega, C)$ должны опираться на экспериментальные данные.

Для рассматриваемых в данной работе (как и в [12, 13, 19]) трансляционно инвариантных модельных систем (конфигурационное усреднение восстанавливает конфигурационную инвариантность) применяется приближение виртуального кристалла [11], следовательно, $Im \hat{\Sigma} = 0$ [14–16]. Мы не занимались обоснованием применимости ПВК (и нахождением рамок выполнения условия (23)). Очевидно, что ПВК – самое грубое из указанных [14–16] приближений, которое годится для общей (без детализации тонкой структуры квазичастичного спектра) интерпретации экспериментальных данных (величин, выражающихся через усредненную функцию Грина). Оно годится не всегда, и наша работа не претендует на объяснение конкретных данных эксперимента (которых и не имеется), а лишь посвящена решению модельной задачи.

Следует отметить, что здесь, как и в предыдущих работах, касающихся исследования трехмерных [12,13] или квазидвумерных [19] систем, объектом изучения не является одномерная цепочка. Именно поэтому фурье-образ усредненной функции Грина (а следовательно, и массового оператора) зависит от трехмерного волнового вектора \vec{k} (но не одномерного, как для одномерной цепочки). Переход к модели одномерной цепочки осуществляется путем обращения

в нуль поляризуемости среды в пространстве, окружающем цепочку (эта процедура в работе не проделывалась, поскольку соответствующая модель в работе не использовалась). Рассматриваемая в данной работе задача относится к частному случаю для направления \vec{k} вдоль нормали к слоям. Нам не известны работы, в которых для трехмерных и квазидвумерных систем при определенных соотношениях параметров системы во всей частотной области выполняется соотношение: $Im \hat{\Sigma} \approx Re \hat{\Sigma}$. Таким образом, нет категорических запретов на возможность распространения электромагнитных возбуждений в трехмерных и квазидвумерных слоистых системах с произвольным числом инородных слоев (как в [12, 13]) или страйпов [19,20].

ПВК-приближение, выбранное для описания трансформации поляритонного спектра достаточно простой модели сверхрешетки – первый шаг к изучению неидеальных систем. Исследование особенностей поляритонного спектра (и определяемых им физических величин, например, плотности состояния элементарных возбуждений и характеристик нормальных электромагнитных волн) более сложных объектов требует привлечения и более сложных методов описания (в зависимости от поставленной задачи): метода когерентного потенциала (одно- или многоузельного), [14], метода усредненной Т-матрицы, [15], и их модификаций. В целом проведенное в работе исследование указывает на возможность значительных изменений оптических свойств кристаллической сверхрешетки, которые обусловлены перенормировкой ее поляритонного спектра в результате присутствия инородных слоев.

Список литературы

1. Joannopoulos J.D. Photonic crystals. Molding the flow of light / Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. – [second ed.]. – Princeton : Princeton University Press, 2008. – 305 p.
2. Шабанов В.Ф. Оптика реальных фотонных кристаллов / Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. – Новосибирск : СО РАН, 2005. – 240 с.
3. Jalali B. Can silicon change photonics? / Jalali B. // Phys. Stat. Sol. (a), 2008. – V. 205. – № 2. – P. 213-224.
4. Figotin A. Nonreciprocal magnetic photonic crystals / Figotin A., Vitebsky I. // Phys. Rev., 2001. – Vol. 63. – P. 066609.
5. Lyubchanskii I.L. One-dimensional bigyrotropic magnetic photonic crystals / Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Lakhtakia A., Rasing Th. // Applied Phys. Lett., 2004. – V. 85. – № 24. – P. 5932-5934.
6. Belotelov V.I. Optical properties of the magnetic photonic crystals at the oblique light incidence / Belotelov V.I., Kotov V.A., Zvezdin A.K., Alameh K., Vasiliev M. // Int. Conf. "Functional Materials". Abstracts, (Ukraine, Cremea, Partenit, October 3–8, 2005). – P. 132.
7. Толмачев В.А. Перестройка запрещенных фотонных зон и спектров отражения одномерного фотонного кристалла на основе кремния и жидкого кристалла / Толмачев В.А. // Оптика и спектроскопия, 2005. – Т. 99. – № 5. – С. 797-801.
8. Tolmachov V.A. Thermo-tunable defect mode in one dimensional photonic structure based on grooved silicon and liquid crystal / Tolmachov V.A., Perova T.S., Astrova E.V. // Phys. Stat. Sol. (RRL), 2008. – V.2, № 3. – P. 114-116.
9. Блейкмор Дж. Физика твердого тела / Блейкмор Дж. – М. : Мир, 1988. – 608 с.
10. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / Ярив А., Юх П. – М. : Мир, 1987. – 616 с.

11. Parmenter R.H. Energy Levels of a Disordered Alloy / Parmenter R.H. // Phys. Rev. – 1955. – V. 97. – № 3. – P. 587-698.
12. Румянцев В.В. Поляритонный спектр неидеальной лиотропной ламеллярной системы / Румянцев В.В., Федоров С.А. // Жидкие кристаллы, 2007. – Вып. 1. – С. 67-74.
13. Romyantsev V.V. Peculiarities of photonic band gap width dependence upon concentration of the admixture layers randomly included in composite material / Romyantsev V.V., Fedorov S.A., Shtaerman E.Ya. // Functional Materials, 2008. – V. 15. – № 2. – P. 223-228.
14. Займан Дж. Модели беспорядка / Займан Дж. – М. : Мир, 1982. – 592 с.
15. Лось В.Ф. Метод проекционного оператора в теории неупорядоченных систем / Лось В.Ф. // ТМФ, 1987. – Т. 73. – №1. – С. 85-102.
16. Пашкевич Ю.Г. Метод оператора проектирования в теории многоподрешеточных неупорядоченных систем с недиагональным беспорядком / Пашкевич Ю.Г., Румянцев В.В., Федоров С.А., Белоусова Е.С. // Вісник Донецького університету. – [Сер. А. Природничі науки]. – 2003. – №2. – С. 313-323.
17. Эрих Г. Электронная структура сплавов / Эрих Г., Шварц Л. – М. : Мир, 1979. – 200 с.
18. Лифшиц И.М. Введение в теорию неупорядоченных систем / Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастор Л.А. – М. : Наука, 1982. – 360 с.
19. Румянцев В.В. Распространение света в квазидвумерной Si/SiO₂ сверхрешетке с переменной толщиной полос / Румянцев В.В., Федоров С.А. // Оптика и спектроскопия, 2009. – Т. 106. – №4. – С. 700-705.
20. Romyantsev V.V. Light-matter coupling in imperfect quasi-two-dimensional Si/SiO₂ photonic crystal / Romyantsev V.V., Fedorov S.A., Shtaerman E.Ya. // Superlattices and Microstructures. – 2010. – V. 47. – N 1. – P. 29-33.

Румянцев В.В. Залежність поляритонного спектру неідеальних 1D фотонних рідинних кристалів від концентрації дефектів / Румянцев В.В., Федоров С.А., Воронкін О.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 67-79.

У рамках наближення віртуального кристала досліджена залежність поляритонного спектру неідеальної фотонної структури – смектичного рідинного кристалу, що обумовлено наявністю хаотично впроваджених сторонніх (стосовно ідеальної надгратки) домішок-шарів. Отримані особливості концентраційної залежності величини енергетичної щільності для різних значень номера поляритонних гілок свідчать, що шляхом впровадження в рідкокристалічну надгратку певних домішок можна домогтися значної зміни її енергетичної структури.

Ключові слова: поляритонний спектр, смектичний рідинний кристал, рідкокристалічна надгратка, енергетична структура.

Romyantsev V.V. Polariton spectrum dependence upon concentration of the admixture in imperfect 1D photonic liquid crystal / Romyantsev V.V., Fedorov S.A., Voronkin A.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 67-79.

Investigation of disorder effects in imperfect liquid superlattice allowing modeling the crystal properties is still of a great interest. We consider a model of liquid superlattice as a macroscopically homogeneous system with randomly included admixture layers. The virtual crystal approach which is the method to describe quasi-particle excitations in disorder media is used. Polariton spectrum of imperfect superlattice (which is one-dimensional liquid crystal with two elements-layers in the cell) is obtained. Peculiarities of the dependence of band gap width on admixture layers concentration have been studied for different polariton branch. The results are the evidence of substantial polariton spectrum reconstruction caused by presence of defect layers.

Keywords: polariton spectrum, liquid crystal, liquid superlattice, power structure.

Поступила в редакцію 31.01.2011 г.

УДК 530.14

ПОЛЯРИТОНЫ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ, МАГНИТНОЙ И БИГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Дзедолик И.В., Каракчиева О.С.

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

Получены спектры поляритонов в нелинейной диэлектрической, магнитной и бигиротропной среде. Учтена линейная поляризация решетки, линейная и нелинейная электронная поляризация ионов среды под действием высокочастотного электромагнитного, а также статических электрического и магнитного полей. Показано, что меняя напряженности внешних статических электрического и магнитного полей, интенсивность электромагнитного поля, можно управлять поляритонным спектром и скоростью распространения поляритонов.

Ключевые слова: нелинейная диэлектрическая среда, магнитная среда, нелинейная бигиротропная среда, поляритонный спектр.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию поляритонов не ослабевает начиная с момента их открытия [1-4], и по настоящее время [5-22]. Это связано с использованием свойств поляритонов в магнито- и оптоэлектронике, фотонике, различных областях научных исследований. В зависимости от резонансной частоты и соответствующего отклика среды на внешнее электромагнитное поле поляритоны в среде подразделяют на оптические и магнитные [6, 8, 15].

Поляритоны, возникающие в диэлектрических и магнитных средах, представляют значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения в связи с многочисленными задачами проектирования и создания оптических и магнитооптических устройств в терагерцевом и оптическом диапазонах частот, управляемых с помощью внешних электрического и магнитного полей, таких как фильтры, линии задержки, дефлекторы, логические элементы и др. [16, 17, 20]. В ближнем инфракрасном диапазоне активно проводятся исследования эпитаксиальных пленок феррит-гранатов, которые в этом диапазоне проявляют бигиротропные свойства [23-27]. Пленки феррит-гранатов представляют особый интерес в связи с использованием их в настоящее время для изготовления 1-D и 2-D магнитофотонных кристаллов, устройств для поворота плоскости поляризации электромагнитных волн в волоконно-оптических разветвителях и переключателях со скоростями переключения порядка наносекунд, магнитофотонных логических элементах [27-30].

Поляритоны и в линейной, и в нелинейной среде являются коллективными возбуждениями – квазичастицами в системе атомов среды, взаимодействующих через электромагнитное поле. Электромагнитное поле воздействует на атомы и

их электронные оболочки, эти осцилляции передаются соседним атомам и т.д. Через поперечные высокочастотные колебания атомы среды взаимодействуют с фотонами и возникают связанные состояния оптических фононов с фотонами, то есть генерируются поляритоны – «смесь фотонов и фононов» [1-11]. Если частота фотона лежит в оптическом диапазоне, то поляритоны будут возникать в областях, в которых диэлектрическая проницаемость данной среды отлична от единицы и обладает дисперсией, а магнитная проницаемость равна единице – это оптические поляритоны. Наиболее эффективная связь таких электромагнитных и поляризационных волн возникает в областях оптических резонансов, которые описываются законом дисперсии тензора диэлектрической проницаемости среды. При этом вводить в рассмотрение понятие магнитной проницаемости среды на оптических частотах нет необходимости [8, 15].

В магнитоупорядоченной среде магнитные моменты электронов и ядер атомов образуют связанную систему. При взаимодействии электромагнитной волны с магнитной средой, то есть при поглощении и переизлучении фотона, изменяется магнитный момент всего тела. При этом происходит рождение элементарных коллективных возбуждений всей системы – магнонов (квантов спиновых волн). Связанные состояния фотонов, фононов и магнонов представляют собой магнитные поляритоны [12-15]. Магнитные поляритоны в магнетике возникают на частотах, соответствующих СВЧ и терагерцевому диапазону, при которых диэлектрическая проницаемость среды близка к единице и не зависит от частоты поля, а магнитная проницаемость отлична от единицы и обладает дисперсией [8-15, 25, 27].

Поляритоны в бигиротропной среде представляют собой квазичастицы, возникающие при взаимосвязи фотонов, фононов и магнонов, когда и диэлектрическая, и магнитная проницаемости среды не равны единице, и зависят от частоты поля [13-15, 25].

Коллективные возбуждения в среде можно описывать как при помощи многочастичного микроскопического, так и макроскопического, основанного на усреднении по физически малому объему, подходов, которые дают, в общем, одинаковые результаты. Интенсивность внешних полей также влияет на восприимчивость среды, то есть необходимо учитывать и нелинейные свойства среды [7, 10, 11, 16, 23, 31, 34, 35]. Спектры поляритонов можно искать как методами квантовой физики многих частиц, так и методами классической физики. В данной работе использован классический макроскопический подход для описания поляритонов в диэлектрической среде, как без магнитной подсистемы, так и с магнитной подсистемой, в присутствии внешних статических электрического и магнитного полей. Внешние электрическое и магнитное поля, приложенное к бигиротропной среде, изменяют ее диэлектрическую и магнитную проницаемость и, таким образом, влияют на спектр поляритонов. С помощью варьирования напряженности внешних полей

можно управлять параметрами, в частности, скоростью поляритонов. В работе произведено сравнение поляритонных спектров в различных случаях.

Целью данной работы является исследование свойств поляритонных спектров в диэлектрической, магнитной и бигиротропной кристаллических средах, а также анализ зависимости спектров от направления и напряженности внешних статических электрического и магнитного полей, и от интенсивности электромагнитного поля в диапазоне от сверхнизких до оптических частот.

1. ТЕНЗОР ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Рассмотрим простейшую макроскопическую модель генерации поляритонов в диэлектрике – ионном кристалле, в котором отсутствует магнитная подсистема. В результате кулоновского притяжения и отталкивания ион в элементарной ячейке кристаллической решетки находится в динамическом равновесии, хотя и осциллирует с малой амплитудой, а в целом ячейка электронейтральна. Любое воздействие на ион приводит к возмущению его осцилляций, эти возмущения распространяются на большие расстояния от иона в виде продольных и поперечных поляризационных (механических) волн и поперечных электромагнитных волн. Для волн вплоть до оптических частот, для которых $ka \ll 1$, диэлектрическую среду можно представлять как сплошную, так как ионы в соседних ячейках осциллируют практически в одной фазе. Гиротропия среды приводит к генерации «вторичных» электромагнитных волн с поперечными и продольными компонентами, которые отсутствовали бы у электромагнитных волн в негиротропной среде. Генерация вторичных электромагнитных волн и волн поляризации обусловлена откликом среды, в общем случае нелинейным, на воздействие внешнего электромагнитного поля.

Предположим, что в ячейке кристаллической среды расположено два иона – положительный и отрицательный (рис. 1). Тогда можно ввести вектор смещения $\mathbf{R} = \mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-$, где векторы \mathbf{r}_\pm описывают смещения положительных и отрицательных решеток ионов.

В макроскопической модели дипольный отклик аморфной среды либо кристалла с кубической решеткой можно учесть, записывая уравнения движения зарядов в виде

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} + \Gamma \frac{d\mathbf{R}}{dt} + \frac{1}{m^*} \nabla_R U = \frac{e^*}{m^*} \left[\mathbf{E} + \mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{R}}{dt} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0) \right], \quad (1)$$

где Γ – коэффициент затухания, $U = (q_1/2)R^2 + (q_2/3R_a)R^3 + (q_3/4R_a^2)R^4 + \dots$ – потенциал «возвращающего поля», $q_{1,2,3}$ – феноменологические упругие параметры среды, R_a – амплитуда осцилляций решетки, $m^* = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ – приведенная масса, e^* – эффективный заряд элементарной ячейки среды, \mathbf{E}_0 – внешнее статическое электрическое поле, \mathbf{B}_0 – внешнее статическое магнитное поле, \mathbf{E}, \mathbf{B} – высокочастотное электромагнитное поле.

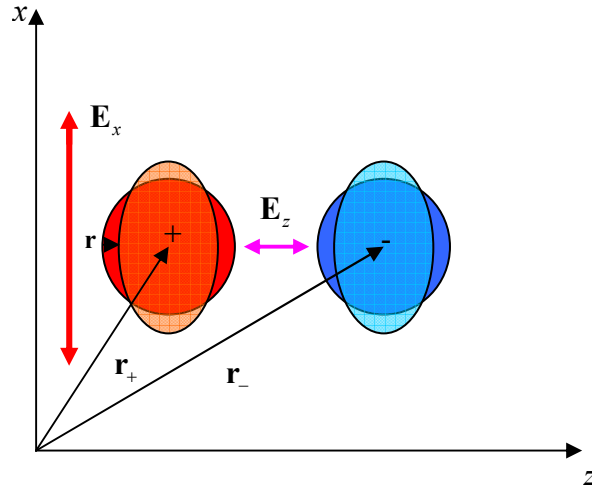


Рис. 1. Элементарная ячейка кристалла с двумя ионами.

Это уравнение, в отличие от работы [34], описывает нелинейность «возвращающего потенциала» и влияние статических электрического, магнитного и высокочастотного магнитного полей.

Осцилляции ионов в общем случае нелинейные, поэтому при малой интенсивности поля падающей электромагнитной волны, в силу соотношений $q_1/2 \gg q_2/3R_a \gg q_3/4R_a^2 \gg \dots$ и $|c^{-1}\dot{\mathbf{R}} \times \mathbf{B}| \ll |\mathbf{E}|$, достаточно учесть осцилляции ионов в линейном приближении (вблизи дна потенциальной ямы), то есть $U = (q_1/2)R^2$. Обозначим собственную частоту поперечных упругих осцилляций решетки (частоту поперечных оптических фононов) $\Omega_{\perp} = \sqrt{q_1/m^*}$. Тогда уравнение (1) представим в виде

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} + \Gamma \frac{d\mathbf{R}}{dt} - \frac{d\mathbf{R}}{dt} \times \boldsymbol{\omega}_B + \Omega_{\perp}^2 \mathbf{R} = \frac{e^*}{m^*} (\mathbf{E} + \mathbf{E}_0), \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\omega}_B = e^* \mathbf{B}_0 / m^* c$ – ларморовская частота осцилляций зарядов решетки. В общем случае частота оптических фононов Ω_{\perp} расщепляется на $3N - 3$ частот, где N – число атомов в элементарной ячейке.

Внешнее статическое электрическое поле \mathbf{E}_0 смещает положение равновесия зарядов из точки $R = 0$. В стационарном приближении из уравнения (2) находим новое положение равновесия $\mathbf{R}_0 = (e^*/m^*)\Omega_{\perp}^{-2}\mathbf{E}_0$, и переписываем уравнение (2) в форме

$$\Delta \ddot{\mathbf{R}} + \Gamma \Delta \dot{\mathbf{R}} - \Delta \dot{\mathbf{R}} \times \boldsymbol{\omega}_B + \Omega_{\perp}^2 \Delta \mathbf{R} = (e^*/m^*)\mathbf{E}, \quad (3)$$

где $\Delta \mathbf{R} = \mathbf{R} - \mathbf{R}_0$. Если электромагнитное поле гармоническое $\sim e^{-i\omega t}$, то из уравнения (3) легко найти компоненты вектора смещения решетки.

Вектор поляризации среды \mathbf{P} должен описывать как поляризацию решетки, так и внутреннюю ионную поляризацию. Нелинейная электронная поляризация в среде, характеризуемая вектором \mathbf{r} (рис. 1), происходит при гораздо меньших напряженностях электромагнитного поля, чем нелинейная поляризация решетки. Поэтому в векторе поляризации среды учтем линейную решеточную поляризацию, а также линейную и нелинейную электронную поляризацию ионов

$$\begin{aligned} \mathbf{P} = & e^* N \mathbf{R} + \chi_1(0) \mathbf{E}_0 + \chi_1(\omega) \mathbf{E} \\ & + \chi_2(0,0) E_0 \mathbf{E}_0 + \chi_2(0,\omega) E_0 \mathbf{E} + \chi_2(\omega,\omega) E E \\ & + \chi_3(0,0,0) E_0^2 \mathbf{E}_0 + \chi_3(0,0,\omega) E_0^2 \mathbf{E} + \chi_3(0,\omega,\omega) E_0 E^2 + \chi_3(\omega,\omega,\omega) E^2 \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (4)$$

где N - число ячеек в единице объема, χ_1 - линейная восприимчивость, χ_2, χ_3 - нелинейная квадратичная и кубическая диэлектрическая восприимчивость среды, обусловленная электронной поляризацией, $E = (E_j^* E_j)^{1/2}$. Первый член в выражении (4) для вектора поляризации описывает смещение ионов, остальные - внутреннюю поляризацию ионов под действием электромагнитного поля; второй член описывает внутреннюю поляризацию под действием внешнего постоянного электрического поля, третий - линейную высокочастотную поляризацию, четвертый и пятый - электрооптический эффект Поккельса, шестой - квадратичную высокочастотную поляризацию, седьмой, восьмой и девятый - нелинейный эффект Керра под действием полей E_0 и E , десятый - высокочастотный нелинейный эффект Керра.

При отсутствии высокочастотного поля $\mathbf{E} = 0$ вектор поляризации среды в линейном приближении равен $\mathbf{P}_0 = \left[(e^* N / m^*) \Omega_{\perp}^{-2} + \chi_1 \right] \mathbf{E}_0 = (\varepsilon_0 - 1) \mathbf{E}_0 / 4\pi$. Из этого соотношения находим линейную статическую диэлектрическую проницаемость среды $\varepsilon_0 = \varepsilon_{\infty} + \omega_{pi}^2 / \Omega_{\perp}^2$, где $\omega_{pi}^2 = 4\pi e^* N / m^*$ - эффективная ионная плазменная частота, $\varepsilon_{\infty} = 1 + 4\pi \chi_1$ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость, измеренная вдали от резонансной частоты Ω_{\perp} .

Зависимость линейной высокочастотной диэлектрической проницаемости ε_{∞} от частоты поля ω можно найти, используя уравнение движения внешнего (оптического) электрона в ионе

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \Gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \boldsymbol{\omega}_B + \omega_0^2 \mathbf{r} = -\frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{E}_0), \quad (5)$$

где ω_0 - резонансная электронная частота, e, m - заряд и масса электрона. Тогда получаем соотношения для компонентов $r_{x,y,z}$.

Тензор диэлектрической проницаемости среды ε_{ij} определяется соотношением для вектора электрической индукции $D_i = \varepsilon_{ij}E_j = E_i + 4\pi P_i$, $i, j = x, y, z$, откуда находим компоненты тензора ε_{ij} :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{123} + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2), \\
 \varepsilon_{xy} &= -\frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (i\tilde{\Omega}^2 \omega_{Bz} \omega + \omega_{Bx} \omega_{By} \omega^2) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (i\tilde{\omega}^2 \omega_{Bz} \omega - \omega_{Bx} \omega_{By} \omega^2), \\
 \varepsilon_{xz} &= \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (i\tilde{\Omega}^2 \omega_{By} \omega - \omega_{Bx} \omega_{Bz} \omega^2) - \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (i\tilde{\omega}^2 \omega_{By} \omega + \omega_{Bx} \omega_{Bz} \omega^2), \\
 \varepsilon_{yx} &= \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (i\tilde{\Omega}^2 \omega_{Bz} \omega - \omega_{Bx} \omega_{By} \omega^2) - \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (i\tilde{\omega}^2 \omega_{Bz} \omega + \omega_{Bx} \omega_{By} \omega^2), \\
 \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_{123} + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (\tilde{\Omega}^4 - \omega_{By}^2 \omega^2) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (\tilde{\omega}^4 - \omega_{By}^2 \omega^2), \\
 \varepsilon_{yz} &= -\frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (i\tilde{\Omega}^2 \omega_{Bx} \omega + \omega_{By} \omega_{Bz} \omega^2) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (i\tilde{\omega}^2 \omega_{Bx} \omega - \omega_{By} \omega_{Bz} \omega^2), \\
 \varepsilon_{zx} &= -\frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (i\tilde{\Omega}^2 \omega_{By} \omega + \omega_{Bx} \omega_{Bz} \omega^2) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (i\tilde{\omega}^2 \omega_{By} \omega - \omega_{Bx} \omega_{Bz} \omega^2), \\
 \varepsilon_{zy} &= \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (i\tilde{\Omega}^2 \omega_{Bx} \omega - \omega_{By} \omega_{Bz} \omega^2) - \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (i\tilde{\omega}^2 \omega_{Bx} \omega + \omega_{By} \omega_{Bz} \omega^2), \\
 \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_{123} + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}} (\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bz}^2 \omega^2) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}} (\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bz}^2 \omega^2),
 \end{aligned} \tag{6}$$

где $\omega_{Pe}^2 = 4\pi e^2 N / m$ – электронная плазменная частота, $\varepsilon_{123} = 1 + 4\pi\chi_2(0, \omega)E_0 + 4\pi\chi_3(0, 0, \omega)E_0^2$, $\tilde{\omega}^2 = \omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\tilde{\Omega}^2 = \Omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\Delta_{Be} = \tilde{\omega}^2 [\tilde{\omega}^4 - (\omega_{Bx}^2 + \omega_{By}^2 + \omega_{Bz}^2)\omega^2]$, $\Delta_{Bi} = \tilde{\Omega}^2 [\tilde{\Omega}^4 - (\omega_{Bx}^2 + \omega_{By}^2 + \omega_{Bz}^2)\omega^2]$.

2. ТЕНЗОР МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Динамику магнитного момента тела \mathbf{M} с учетом диссипации будем описывать уравнением Ландау-Лифшица (модифицированным уравнением Блоха) [23-25,33,36]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \mathbf{M}_R, \tag{7}$$

где $\gamma = ge/2mc$ – магнитомеханическое соотношение для системы магнитных моментов, \mathbf{M}_R – вектор релаксации с компонентами $M_{Rj} = \omega_{Rj}(M_j - \chi_0 H_j)$, ω_{Rj} – частота релаксации вдоль оси $j = x, y, z$, $\chi_0 = |M_0 / H_0|$ – статическая магнитная восприимчивость, M_0 – равновесная намагниченность, \mathbf{H} – напряженность магнитного поля в среде.

Рассмотрим взаимодействие высокочастотного электромагнитного поля с магнетиком, находящимся во внешнем постоянном магнитном поле с напряженностью \mathbf{H}_0 . Для монохроматического поля $H, M \sim \exp(-i\omega t)$ в линейном приближении [25] получаем тензор магнитной проницаемости среды μ_{ij} , который определяется соотношением для вектора магнитной индукции $B_i = \mu_{ij} H_j = H_i + 4\pi M_i$. Компоненты тензора μ_{ij} имеют вид:

$$\begin{aligned}\mu_{jx} &= I_{jx} + \frac{4\pi\chi_0}{\Delta_H} (\omega_{Rx}\omega_{jx}^2 - \omega_{Hz}\omega_{jy}^2 + \omega_{Hy}\omega_{jz}^2), \\ \mu_{jy} &= I_{jy} + \frac{4\pi\chi_0}{\Delta_H} (\omega_{Hz}\omega_{jx}^2 + \omega_{Ry}\omega_{jy}^2 - \omega_{Hx}\omega_{jz}^2), \\ \mu_{jz} &= I_{jz} + \frac{4\pi\chi_0}{\Delta_H} (-\omega_{Hy}\omega_{jx}^2 + \omega_{Hx}\omega_{jy}^2 + \omega_{Rz}\omega_{jz}^2),\end{aligned}\quad (8)$$

где I_{ij} – единичный тензор, $\omega_{Hi} = \gamma H_{0i}$,

$$\begin{aligned}\omega_{xx}^2 &= \omega_{Hx}^2 + (\omega_{Ry} - i\omega)(\omega_{Rz} - i\omega), \quad \omega_{yx}^2 = \omega_{Hx}\omega_{Hy} + (\omega_{Rz} - i\omega)\omega_{Hz}, \\ \omega_{xy}^2 &= \omega_{Hx}\omega_{Hy} - (\omega_{Rz} - i\omega)\omega_{Hz}, \quad \omega_{yy}^2 = \omega_{Hy}^2 + (\omega_{Rx} - i\omega)(\omega_{Rz} - i\omega), \\ \omega_{xz}^2 &= \omega_{Hx}\omega_{Hz} + (\omega_{Ry} - i\omega)\omega_{Hy}, \quad \omega_{yz}^2 = \omega_{Hy}\omega_{Hz} - (\omega_{Rx} - i\omega)\omega_{Hx}, \\ \omega_{zx}^2 &= \omega_{Hx}\omega_{Hz} - (\omega_{Ry} - i\omega)\omega_{Hy}, \quad \omega_{zy}^2 = \omega_{Hy}\omega_{Hz} + (\omega_{Rx} - i\omega)\omega_{Hx}, \\ \omega_{zz}^2 &= \omega_{Hz}^2 + (\omega_{Rx} - i\omega)(\omega_{Ry} - i\omega), \\ \Delta_H &= (\omega_{Rx} - i\omega)[(\omega_{Ry} - i\omega)(\omega_{Rz} - i\omega) + \omega_{Hx}^2] + \omega_{Hy}[(\omega_{Ry} - i\omega)\omega_{Hy} - \omega_{Hx}\omega_{Hz}] + \\ &+ \omega_{Hz}[(\omega_{Rz} - i\omega)\omega_{Hz} - \omega_{Hx}\omega_{Hy}].\end{aligned}$$

3. ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ

Динамика поляритонов описывается системой уравнений движения ионов кристаллической решетки, электронов, магнитного момента тела и электромагнитного поля. В общем случае частоты оптических и магнитных поляритонов существенно различаются, но для бигиротропных сред существуют диапазоны перекрытия резонансных областей [6,8,15]. Запишем систему уравнений

для высокочастотного монохроматического электромагнитного поля в магнитогиrotропной нелинейной непроводящей среде в виде

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{H})_i &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_{ij} E_j + 4\pi\chi_2(\omega, \omega) E E_i + 4\pi\chi_3(\omega, \omega, \omega) E^2 E_i), \\ (\nabla \times \mathbf{E})_i &= -\frac{1}{c} \mu_{ij} \frac{\partial H_j}{\partial t}. \end{aligned} \quad (9)$$

Тензоры ε_{ij} и μ_{ij} получены в результате решения уравнений движения дипольных электрического и магнитного моментов в среде под влиянием электромагнитного поля. Система уравнений (9) с тензорами диэлектрической ε_{ij} (6) и магнитной проницаемостей μ_{ij} (8) описывает динамику поляритонов в присутствии внешних электрического \mathbf{E}_0 и магнитного \mathbf{H}_0 полей.

3.1. Диэлектрическая среда

Найдем спектры оптических поляритонов в диэлектрической среде с решеткой, в которой имеются центры локальной симметрии, то есть для которой следует положить $\chi_2 \rightarrow 0$ [33]. Если среда прозрачная $\Gamma \rightarrow 0$, то для монохроматического поля $\sim e^{-i\omega t + ikz}$ можно предположить, что $E^2 = E^* E = E_a^2 = const$, тогда диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon_{123} \rightarrow \varepsilon_a = 1 + 4\pi\chi_3(0, 0, \omega) E_0^2 + 4\pi\chi_3(\omega, \omega, \omega) E_a^2$ будет зависеть от интенсивности статического электрического и электромагнитного полей.

В среде без магнитной подсистемы магнитная проницаемость $\mu = 1$, и система полевых уравнений (9) после исключения вектора \mathbf{H} принимает вид

$$\nabla^2 E_i - \nabla_i (\nabla_j E_j) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} E_j = 0. \quad (10)$$

Из системы уравнений (10) можно найти спектры оптических поляритонов при различных конфигурациях внешнего постоянного магнитного поля и высокочастотного электромагнитного поля. Подставляя решение в виде плоской волны $E_i \sim e^{-i\omega t + ikz}$ в (10), получаем систему уравнений для компонент электрического поля

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} - k^2 \right) E_x + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy} E_y + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xz} E_z &= 0, \\ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yx} E_x + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} - k^2 \right) E_y + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yz} E_z &= 0, \\ \varepsilon_{zx} E_x + \varepsilon_{zy} E_y + \varepsilon_{zz} E_z &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Дисперсионное уравнение для немагнитной среды, полученное приравниванием определителя системы уравнений (11) к нулю, имеет вид

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} - k^2 \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} - k^2 \right) \varepsilon_{zz} - \frac{\omega^4}{c^4} (\varepsilon_{xy} \varepsilon_{yx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yx} \varepsilon_{zy}) - \\ & - \frac{\omega^2}{c^2} \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} - k^2 \right) \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} - k^2 \right) \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx} \right] = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

3.1.1. Нулевое внешнее магнитное поле

При отсутствии внешнего магнитного поля $B_0 = 0$ ненулевые значения имеют только диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_a + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2}{\tilde{\omega}^2}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{zy} = 0,$$

$\varepsilon_a = 1 + I$, где $I = 4\pi\chi_3(0,0,\omega)E_0^2 + 4\pi\chi_3(\omega,\omega,\omega)E_a^2$ - параметр интенсивности поля. В этом случае из уравнения (12) при $B_0 = 0$ получаем дисперсионное уравнение для оптических поляритонов

$$\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon} - k^2 = 0. \quad (13)$$

Вид поляритонного спектра при $B_0 = 0$ представлен на рис. 2.

На рис. 3 представлена зависимость разности нормированных частот $\Delta\bar{\omega} = \bar{\omega}_{3NL} - \bar{\omega}_{3L} = [\omega_0^2 + \omega_{pe}^2 / (1 + I)]^{1/2} \Omega_{\perp}^{-1} - [\omega_0^2 + \omega_{pe}^2]^{1/2} \Omega_{\perp}^{-1}$ верхней ветви 3 (рис. 2) спектра при $k = 0$ от интенсивности поля I .

Из анализа полученных спектров (рис. 2,3) следует, что верхние ветви 2, 3 поляритонного спектра при увеличении интенсивности поля смещаются вниз по частоте, а нижняя ветвь 1 практически не изменяется. То есть в нелинейной среде ширина щели в спектре поляритонов зависит от интенсивности электромагнитного поля I : при увеличении интенсивности поля в случае $\chi_3 > 0$ щель в спектре сужается, в противном случае – увеличивается. Этот эффект обусловлен увеличением (уменьшением) диэлектрической проницаемости среды при повышении интенсивности поля. Начальный участок при $k \rightarrow 0$ положительной ветви 2 $\bar{\omega}_+$ поляритонного спектра имеет малый угол наклона к горизонтальной оси, так как на таких частотах основную долю энергии переносят фононы. Начальный участок отрицательной ветви 1 $\bar{\omega}_-$ на низких частотах имеет большой угол наклона, что соответствует большей энергии фотонного поля в потоке поляритонов. При повышении частоты угол наклона угол отрицательной ветви 1 $\bar{\omega}_-$ уменьшается, а положительной ветви 2 $\bar{\omega}_+$ увеличивается.

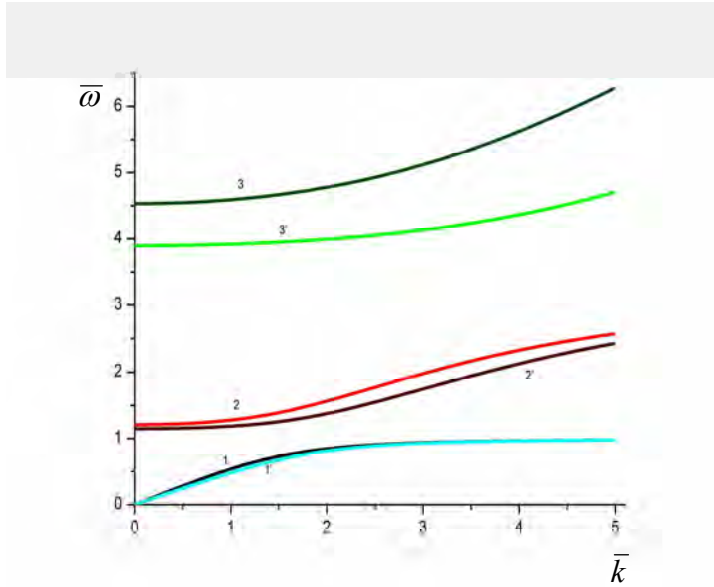


Рис. 2. Поляритонный спектр в нелинейной диэлектрической среде при $B_0 = 0$. График представляет спектр поляритонов при $I = 0$ (ветви 1,2,3), и при $I = 1$ (ветви 1', 2', 3'). Кривые 1, 1' – «отрицательные» ветви поляритонного спектра $\bar{\omega}_-$, кривые 2, 2' – «положительные» ветви поляритонного спектра $\bar{\omega}_+$, кривые 3, 3' - ветви высокочастотных поляритонов. Пунктирной прямой отмечена нормированная частота поперечных фононов $\bar{\Omega}_\perp = 1$; частоты и волновой вектор представлены в безразмерных единицах, $\bar{\omega} = \omega / \Omega_\perp$, $\bar{k} = ck / \Omega_\perp$.

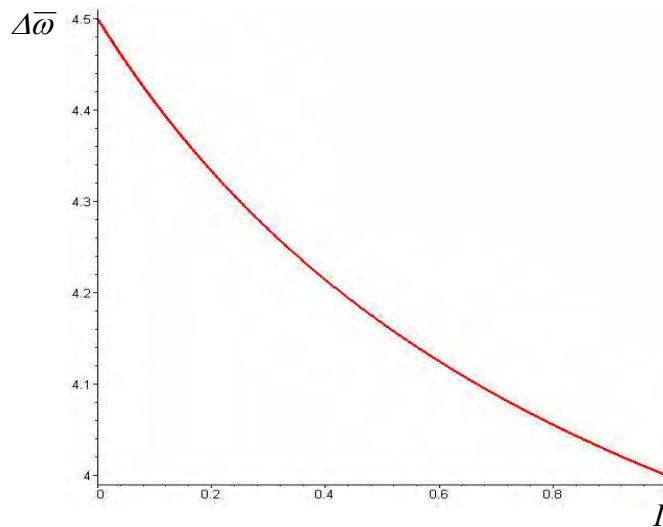


Рис. 3. Изменение частоты ветви 3 поляритонного спектра в зависимости от интенсивности поля при $k = 0$.

3.1.2. Внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору

В среде с кубической решеткой внешнее магнитное поле и равновесная намагниченность среды параллельны $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$, а вектор индукции магнитного поля параллелен вектору напряженности магнитного поля $\mathbf{B}_0 = (1 + 4\pi\chi_0)\mathbf{H}_0$ для изотропного кристалла. Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}$. Полагаем, что внешнее магнитное поле направлено по оси x , $B_{0x} = (1 + 4\pi\chi_0)H_{0x}$, а волновой вектор – по оси z , $k_z = k$. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости ε_{ij} имеет компоненты

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_a + \frac{\omega_{Pi}^2}{\tilde{\Omega}^2} + \frac{\omega_{Pe}^2}{\tilde{\omega}^2}, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_d = \varepsilon_a + \frac{\omega_{Pi}^2 \tilde{\Omega}^2}{\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2 \tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2}, \\ \varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} = -i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{nd} = \frac{\omega_{Pi}^2 \omega_{Bx} \omega}{\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2 \omega_{Bx} \omega}{\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = 0. \end{aligned}$$

Из уравнения (19) при $B_{0x} \neq 0, B_{0y} = 0, B_{0z} = 0$ получаем два дисперсионных уравнения

$$\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon} - k^2 = 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2) - k^2 \varepsilon_d = 0. \quad (14)$$

Первое уравнение (14) имеет два положительных корня ω_{\pm} , а второе уравнение – 10 комплексных корней, из которых 5 корней $\omega_{1,2,3,4,5}$ – с положительной действительной частью. Мнимые части корней характеризуют время жизни поляритонов. Спектр поляритонов, найденный из первого уравнения (14), совпадает со спектром уравнения (13) и не зависит от B_{0x} . Вид действительных частей положительных ветвей поляритонного спектра второго уравнения (14) при $B_{0x} \neq 0, B_{0y} = 0, B_{0z} = 0$ представлен на рис. 4.

Внешнее магнитное поле B_{0x} увеличивает число ветвей поляритонного спектра по сравнению со случаем $B_0 = 0$ в диэлектрической среде. Это связано с тем, что в тензоре диэлектрической проницаемости присутствуют недиагональные компоненты, которые возникают из-за гиротропии среды в присутствии магнитного поля. При этом генерируются вторичные волны – дополнительные ветви поляритонного спектра. Из анализа поляритонного спектра, приведенного на рис. 4, также следует вывод о зависимости ширины щели в спектре от интенсивности электромагнитного поля.

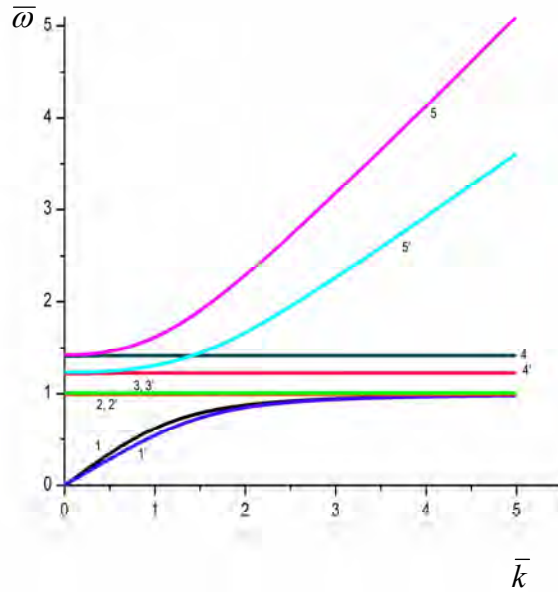


Рис. 4. Поляритонный спектр в нелинейной диэлектрической среде при $B_{0x} \neq 0, B_{0y} = 0, B_{0z} = 0$. График представляет спектр поляритонов при $I = 0$ (ветви 1,2,3,4,5), и при $I = 1$ (ветви 1', 2', 3', 4', 5'). Кривые 1,1' – «отрицательные» поляритонные ветви $\bar{\omega}_1$, прямые 2, 2',3, 3', – ветви поляритонов с частотами поперечных фононов ($\bar{\omega}_{2,3} = 1$ два совпадающих корня второго уравнения (14)), прямые 4, 4' – ветви продольных фононов $\bar{\omega}_4$, кривые 5, 5' – «положительные» поляритонные ветви $\bar{\omega}_5$; $\omega_B / \Omega_{\perp} = 0.014$.

3.1.3. Внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору. Тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} при $B_{0x} = 0, B_{0y} = 0, B_{0z} \neq 0$ имеет компоненты

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_d, \quad \epsilon_{zz} = \tilde{\epsilon}, \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -i\epsilon_{nd}, \quad \epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{zy} = 0,$$

где $\omega_{Bx} \rightarrow \omega_{Bz}$. В этом случае из уравнения (12) получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_d - \epsilon_{nd}) - k^2 = 0. \quad (15)$$

Уравнение (15) имеет 3 корня с положительными действительными частями $\omega_{1,2,3}$. Поляритонный спектр при $B_{0x} = 0, B_{0y} = 0, B_{0z} \neq 0$ представлен на рис. 5.

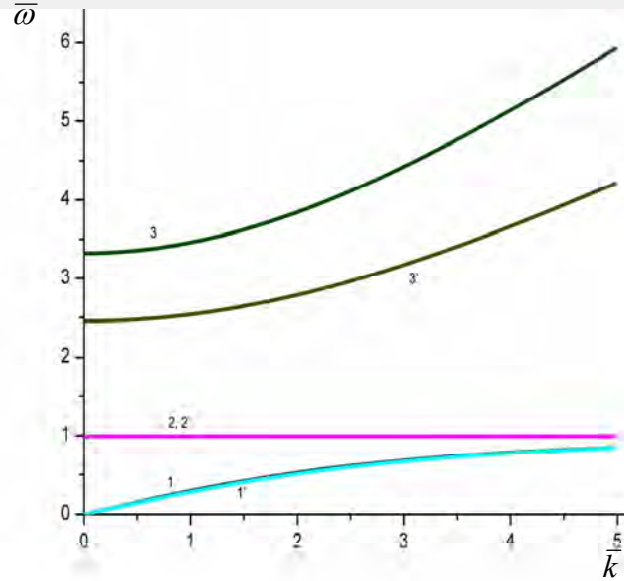


Рис. 5. Поляритонный спектр в нелинейной диэлектрической среде при $B_{0x} = 0, B_{0y} = 0, B_{0z} \neq 0$. График представляет спектр поляритонов при $I = 0$ (ветви 1,2,3), и при $I = 1$ (ветви 1',2',3'). Кривые 1, 1' – ветви $\bar{\omega}_1$, прямые 2, 2' – ветви поляритонов с частотой поперечных фононов $\bar{\omega}_2 = 1$; кривые 3, 3' – ветви $\bar{\omega}_3$; $\omega_B / \Omega_{\perp} = 0.014$.

Вид ветвей поляритонного спектра при продольном направлении статического магнитного поля B_{0z} по отношению к волновому вектору аналогичен виду спектра при поперечном направлении внешнего магнитного поля B_{0x} , но ветви продольных поляритонов (рис. 4, прямые 4,4') при продольном направлении внешнего магнитного поля отсутствуют.

3.2. Магнитная среда

В непроводящей среде с магнитной подсистемой, в диапазоне от сверхнизких частот до десятков терагерц, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = const$, а магнитная проницаемость – тензорная величина [24]. Из (9) после исключения \mathbf{E} в такой среде для гармонического поля $\sim e^{-i\omega t}$ получаем систему уравнений для магнитного поля

$$\nabla^2 H_i - \nabla_i (\nabla_j H_j) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu_{ij} H_j = 0. \quad (16)$$

Система уравнений (16) отличается от системы (10) только заменой $E_i \rightarrow H_i$, $\varepsilon_{ij} \rightarrow \varepsilon\mu_{ij} \equiv \mu_{ij}$, поэтому дисперсионные уравнения для оптических и магнитных поляритонов при рассмотренных конфигурациях полей будут совпадать с точностью до замены тензоров

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx} - k^2 \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \mu_{yy} - k^2 \right) \mu_{zz} - \frac{\omega^4}{c^4} (\mu_{xy} \mu_{yx} \mu_{zz} - \mu_{xy} \mu_{yz} \mu_{zx} - \mu_{xz} \mu_{yx} \mu_{zy}) - \\ & - \frac{\omega^2}{c^2} \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx} - k^2 \right) \mu_{yz} \mu_{zy} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \mu_{yy} - k^2 \right) \mu_{xz} \mu_{zx} \right] = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

3.2.1. Нулевое внешнее магнитное поле

При $H_0 = 0$ не равны нулю только диагональные компоненты тензора магнитной проницаемости. Если $\omega_{Rx} = \omega_{Ry} = \omega_{Rz} = \omega_R$, то компоненты тензора магнитной проницаемости имеют значения

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = \tilde{\mu} = 1 + 4\pi\chi_0 \frac{i\omega_R}{\omega + i\omega_R}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0.$$

Дисперсионное уравнение для магнитных поляритонов в этом случае имеет вид

$$\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mu} - k^2 = 0. \quad (18)$$

Уравнение (18) имеет три комплексных корня: $\omega_\ell = \xi_\ell - i8\pi\chi_0\omega_R/3$, $\ell = 1, 2, 3$, где $\xi_1 = A + B$, $\xi_{2,3} = -(A + B)/2 \pm \sqrt{3}(A - B)/2$, $A = (-q/2 + \sqrt{Q})^{1/3}$, $B = (-q/2 - \sqrt{Q})^{1/3}$, $Q = p^3/27 + q^2/4$, $p = 64\pi^2\omega_R^2\chi_0^2/3 - c^2k^2$, $q = i\omega_R[(8\pi\chi_0/3 - 1)c^2k^2 - 1024\pi^3\chi_0^3\omega_R^2/27]$.

Вид ветвей поляритонного спектра для трех действительных частей положительных корней представлен на рис. 6.

Для прозрачной $\omega_R = 0$, в соответствующем диапазоне частот, среды $\tilde{\mu} = 1$ дисперсионное уравнение (18) дает спектр фотонов $\omega = ck$ (пунктирная прямая, рис. 6) в безграницной среде. Учет затухания поляритонных волн $\omega_R \neq 0$ в магнитной среде приводит к выводу о том, что спектр динноволновых поляритонов в областях значений нормированного волнового вектора $0 < \bar{k} < 1.2$ и $2.2 < \bar{k} < 5$ существенно отклоняется от фотонного спектра, а в области $1.2 < \bar{k} < 2.2$ магнитные поляритоны не возбуждаются в среде с данным отношением ω_R/ω_M при $H_0 = 0$.

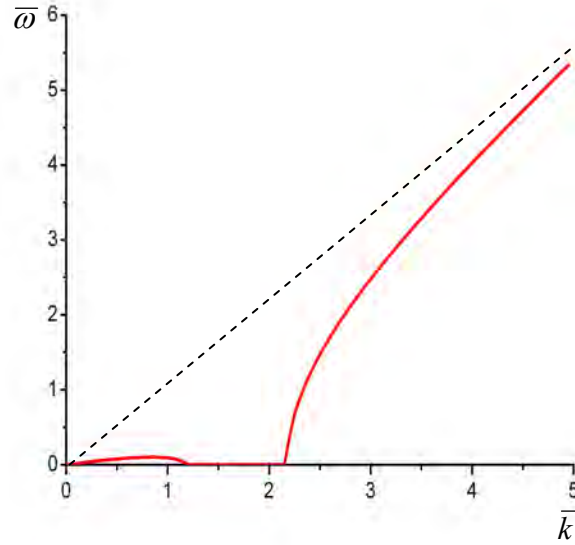


Рис. 6. Спектр магнитных поляритонов при $H_0 = 0$: сплошная кривая - ветвь $\bar{\omega}_1$, пунктирная прямая - фотонный спектр в непоглощающей среде; $\chi_0 = 4$, $M_0 = 100 G$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$, $\bar{\omega} = \omega / \omega_M$, $\bar{k} = ck / \omega_M$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$.

При значениях $\bar{k} > 5$ ветвь ω_1 поляритонного спектра асимптотически стремится к ветви фотонного спектра в безграничной среде, то есть спектр коротковолновых поляритонов в магнитной среде совпадает со спектром фотонов вдали от частоты релаксации ω_R .

3.2.2. Внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору

При $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$, $\omega_{Rx} = \omega_{Ry} = \omega_{Rz} = \omega_R$, тензор магнитной проницаемости имеет компоненты

$$\mu_{xx} = \tilde{\mu} = 1 + 4\pi\chi_0 \frac{i\omega_R}{\omega + i\omega_R}, \quad \mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu_d = 1 + 4\pi\chi_0 \frac{\omega_R^2 + \omega_{Hx}^2 - i\omega_R\omega}{\omega_{Hx}^2 - \omega^2 + \omega_R^2 - i2\omega_R\omega},$$

$$\mu_{yz} = -\mu_{zy} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{nd} = \frac{4\pi\chi_0\omega_{Hx}\omega}{\omega_{Hx}^2 - \omega^2 + \omega_R^2 - i2\omega_R\omega}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{zx} = 0.$$

При такой конфигурации внешнего магнитного и электромагнитного полей имеет место эффект Коттона-Мутона. Дисперсионные уравнения имеют вид

$$\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mu} - k^2 = 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2} (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) - k^2 \mu_d = 0. \quad (19)$$

Спектр магнитных поляритонов первого уравнения (19) не зависит от H_{0x} , его ветви совпадают со спектром, приведенным на рис. 6. Второе уравнение (19) имеет шесть комплексных корней – три положительных и три отрицательных. Вид ветвей поляритонного спектра для трех действительных частей положительных корней представлен на рис. 7.

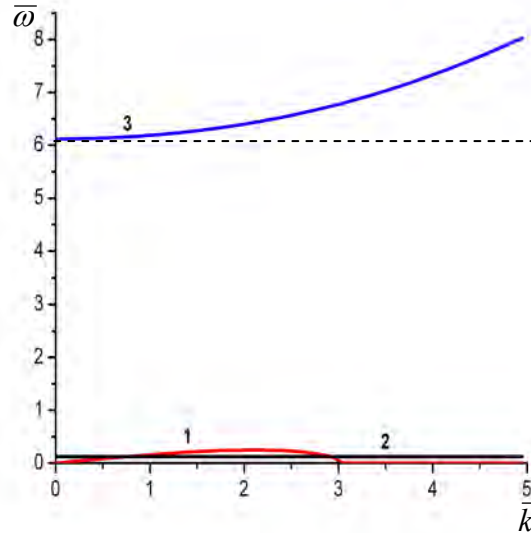


Рис. 7. Спектр магнитных поляритонов при $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$: кривая 1 - ветвь $\bar{\omega}_1$, кривая 2 - ветвь $\bar{\omega}_2$, кривая 3 - ветвь $\bar{\omega}_3$; $\chi_0 = 4$, $M_0 = 100G$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$, $\bar{\omega} = \omega / \omega_M$, $\bar{k} = ck / \omega_M$.

Если внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно волновому вектору поляритонной волны $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$, в спектре магнитных поляритонов появляются новые ветви 2 и 3 по сравнению со спектром при $H_0 = 0$. Ветвь спектра 1 (рис. 7) имеет такое же поведение, как и для спектра при $H_0 = 0$ (рис. 6). Но магнитное поле H_{0x} расширяет область волновых векторов $0 < \bar{k} < 3$, в которой возбуждаются длинноволновые поляритоны, по сравнению со спектром при $H_0 = 0$. Частота ветвей 2 и 3 зависит от напряженности внешнего магнитного поля – при увеличении напряженности H_{0x} частоты ветвей смещаются вверх по оси.

3.2.3. Внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору

Тензор магнитной проницаемости при $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0$ имеет компоненты

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_d, \quad \mu_{zz} = \tilde{\mu}, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xz} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0,$$

где $\omega_{Hx} \rightarrow \omega_{Hz}, \omega_{Rx} = \omega_{Ry} = \omega_{Rz} = \omega_R$. При такой конфигурации полей имеет место магнитооптический эффект Фарадея. Дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{\omega^2}{c^2}(\mu_d - \mu_{nd}) - k^2 = 0. \quad (20)$$

Уравнение (20) имеет четыре комплексных корня. Поляритонный спектр двух положительных действительных частей корней уравнения (20) представлен на рис. 8.

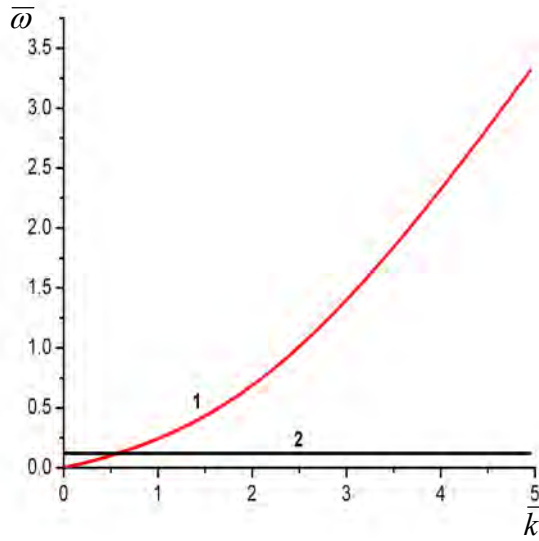


Рис. 8. Спектр магнитных поляритонов при $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0$: кривая 1 - ветвь $\bar{\omega}_1$, кривая 2 - ветвь $\bar{\omega}_2$; $\chi_0 = 4, M_0 = 100 G, \omega_R / \omega_M = 0.1, \bar{\omega} = \omega / \omega_M, \bar{k} = ck / \omega_M$.

В случае, когда внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору, поляритонный спектр имеет две ветви. Положение ветви 2 на частотной оси зависит от напряженности внешнего магнитного поля H_{0z} , также, как и для поляритонного спектра при H_{0x} .

В слабом магнитоэстатическом поле H_0 , при $\mu_{nd} \ll \mu_d$, пренебрегая затуханием $\omega_r = 0$, из второго уравнения (19) (или уравнения (20)) можно получить дисперсионное уравнение для магнитных поляритонов в виде

$$\omega^4 - (\mu_0 \omega_H^2 + c^2 k^2) \omega^2 + c^2 \omega_H^2 k^2 = 0, \quad (21)$$

где $\mu_0 = 1 + 4\pi\chi_0$. Это дисперсионное уравнение имеет две ветви

$$\omega_{1,2} = \left\{ (\mu_0 \omega_H^2 + c^2 k^2) / 2 \pm \left[(\mu_0 \omega_H^2 + c^2 k^2)^2 / 4 - c^2 \omega_H^2 k^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (22)$$

(рис. 9). При $k \rightarrow 0$ частота волн ветви 1 стремится к частоте ферромагнитного резонанса $\omega_1 \rightarrow \sqrt{\mu_0} \omega_H$, а частота волн ветви 2 стремится к нулю $\omega_2 \rightarrow 0$. Такое поведение спектра магнитных поляритонов в слабом магнитном поле соответствует динамике спектра спиновых волн [15,25,27,32,36]. Последнее связано с тем, что магнитные поляритоны являются связанными состояниями магнонов и фотонов, то есть в данном случае в поляритонной волне преимущественно проявляются свойства спиновой волны.

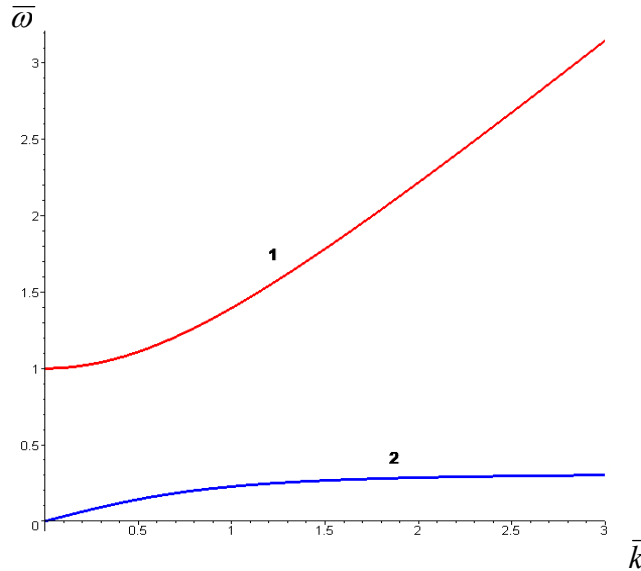


Рис. 9. Спектр магнитных поляритонов при $\mu_{nd} \ll \mu_d$: кривая 1 – ветвь $\bar{\omega}_1$, кривая 2 – ветвь $\bar{\omega}_2$; $\chi_0 = 4$, $M_0 = 100 G$, $\bar{\omega} = \omega / \sqrt{\mu_0} \omega_H$, $\bar{k} = ck / \sqrt{\mu_0} \omega_H$.

3.3. Бигиротропная среда

Для среды, в которой магнитная и диэлектрическая резонансные области частично перекрываются, необходимо учитывать тензорный характер и

диэлектрической, и магнитной проницаемостей [13-15,25]. Полагая, что условие прозрачности среды выполняется $E_a^2 \approx const$, из (9) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c}(\varepsilon_{xx}E_x + \varepsilon_{xy}E_y + \varepsilon_{xz}E_z) - kH_y &= 0, & kE_y + \frac{\omega}{c}(\mu_{xx}H_x + \mu_{xy}H_y + \mu_{xz}H_z) &= 0, \\ \frac{\omega}{c}(\varepsilon_{yx}E_x + \varepsilon_{yy}E_y + \varepsilon_{yz}E_z) + kH_x &= 0, & -kE_x + \frac{\omega}{c}(\mu_{yx}H_x + \mu_{yy}H_y + \mu_{yz}H_z) &= 0, \\ \varepsilon_{zx}E_x + \varepsilon_{zy}E_y + \varepsilon_{zz}E_z &= 0, & \mu_{zx}H_x + \mu_{zy}H_y + \mu_{zz}H_z &= 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Приравнивая определитель системы уравнений (23) к нулю

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} & 0 & -ck\omega^{-1} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} & ck\omega^{-1} & 0 & 0 \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & ck\omega^{-1} & 0 & \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ -ck\omega^{-1} & 0 & 0 & \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ 0 & 0 & 0 & \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{vmatrix} = 0, \quad (24)$$

находим дисперсионное уравнение для поляритонов в бигиротропной диэлектрической среде в присутствии внешних электрического \mathbf{E}_0 и магнитного \mathbf{H}_0 полей. Из дисперсионного уравнения (24) можно получить квадрат показателя преломления среды $n^2 = \varepsilon\mu$, где ε, μ - тензоры, который совпадает с n , полученным в работе [13].

3.3.1. Нулевое внешнее магнитное поле

При $H_0 = 0$ не равны нулю только диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon}$ и тензора магнитной проницаемости $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = \tilde{\mu}$. Дисперсионное уравнение для поляритонов в случае $H_0 = 0$ получаем из уравнения (24) в виде

$$\frac{\omega^4}{c^4} \tilde{\varepsilon}^2 \tilde{\mu}^2 - 2 \frac{\omega^2}{c^2} k^2 \tilde{\varepsilon} \tilde{\mu} + k^4 = 0. \quad (25)$$

Уравнение (25) имеет 8 комплексных корней, из них 4 с положительной действительной частью. Вид спектра поляритонов представлен на рис. 10.

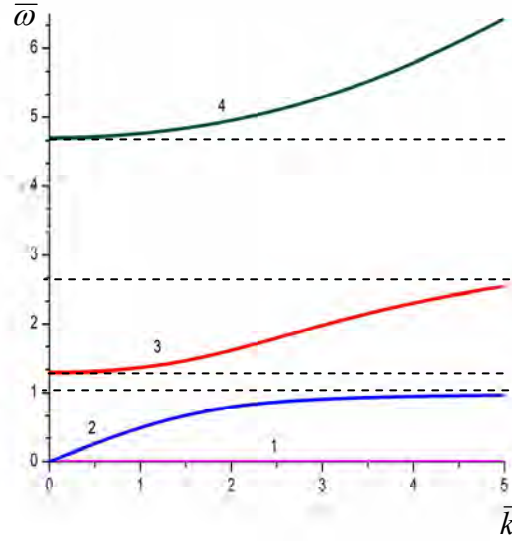


Рис. 10. Спектр поляритонов в бигиротропной среде при $H_0 = 0$.

Поляритонный спектр уравнения (25) имеет две щели: $\Delta\bar{\omega}_1 \cong 1.3 - 1$ и $\Delta\bar{\omega}_2 \cong 4.7 - 2.7$, $M_0 = 100 G$, $\chi_0 = 4$, $\Gamma = 10^2 s^{-1}$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$.

3.3.2. Внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору

При $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$ тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \tilde{\varepsilon}, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{yz} = -i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{zy} = i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = 0, \\ \mu_{xx} = \tilde{\mu}, \quad \mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu_d, \quad \mu_{yz} = -\mu_{zy} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{zx} = 0. \end{aligned}$$

Дисперсионное уравнение в случае $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$ приобретает вид

$$\frac{\omega^4}{c^4} \tilde{\varepsilon} \tilde{\mu} (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2) (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) - \frac{\omega^2}{c^2} k^2 [\tilde{\varepsilon} \varepsilon_d (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) + \tilde{\mu} \mu_d (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2)] + k^4 \varepsilon_d \mu_d = 0. \quad (26)$$

Уравнение (26) имеет 22 комплексных корня, из них 11 с положительной действительной частью. Вид поляритонного спектра представлен на рис. 11.

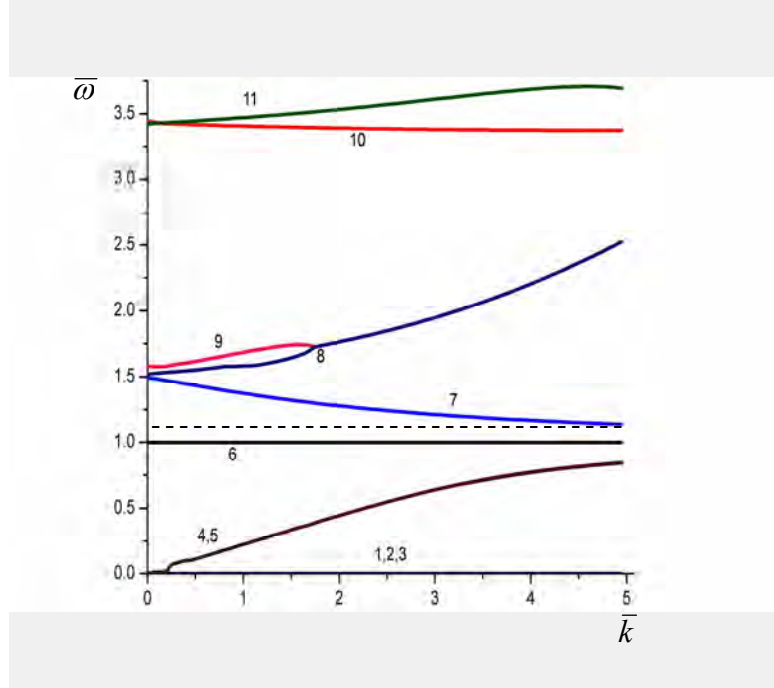


Рис. 11. Спектр поляритонов в бигиротропной среде при $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0, M_0 = 100 G, \chi_0 = 4, \Gamma = 10^2 s^{-1}, \omega_R / \omega_M = 0.1$.

Вид ветвей 4,5,7,8 совпадает с поляритонным спектром полученном в работе [15]. Дополнительные ветви поляритонного спектра (рис. 11) возникают из-за наличия недиагональных компонент в тензорах ϵ, μ в рассматриваемом случае, которые учитывают бигиротропные свойства среды.

3.2.3. Внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору

При $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0$ тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_d, \quad \epsilon_{zz} = \tilde{\epsilon}, \quad \epsilon_{yx} = -\epsilon_{xy} = i\epsilon_{nd}, \quad \epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{zy} = 0, \\ \mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_d, \quad \mu_{zz} = \tilde{\mu}, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xz} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0. \end{aligned}$$

Дисперсионное уравнение при $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0$ приобретает вид

$$\frac{\omega^4}{c^4} (\epsilon_d^2 - \epsilon_{nd}^2) (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) - 2 \frac{\omega^2}{c^2} k^2 (\epsilon_d \mu_d - \epsilon_{nd} \mu_{nd}) + k^4 = 0. \quad (27)$$

Уравнение (27) имеет 16 комплексных корней, из них 8 с положительной действительной частью. Поляритонный спектр представлен на рис. 12.

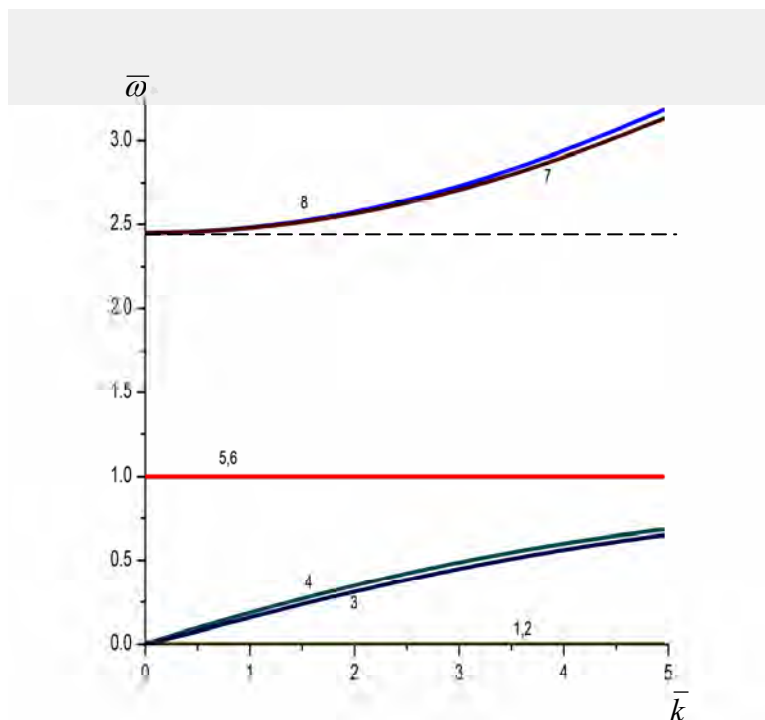


Рис. 12. Спектр поляритонов в бигиротропной среде при $H_{0x} = 0$, $H_{0y} = 0$, $H_{0z} \neq 0$, $M_0 = 100 G$, $\chi_0 = 4$, $\Gamma = 10^2 s^{-1}$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$.

Таким образом, величина и направление внешнего статического магнитного поля по отношению к волновому вектору существенно влияет на поляритонный спектр в бигиротропной среде: в спектре появляются новые ветви, ход ветвей изменяется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диэлектрической, магнитной и бигиротропной средах спектры оптических и магнитных поляритонов существенно зависят от направления (по отношению к волновому вектору) и напряженностей внешних статических электрического и магнитного полей, а также от интенсивности электромагнитного поля.

Внешнее статическое магнитное поле при наложении на среду увеличивает количество ветвей спектра, меняет области возбуждения поляритонов при данных параметрах среды. Таким образом, изменяя направление и напряженность внешнего электрического и магнитного полей, а также изменяя интенсивность электромагнитного поля, можно управлять поляритонным спектром.

На основе этих свойств поляритонов в нелинейной среде возможно проектировать и создавать управляемые устройства в терагерцевом и оптическом диапазонах частот: фильтры, линии задержки, дефлекторы, логические элементы и т.п.

Авторы выражают глубокую благодарность И.Л. Любчанскому за плодотворные дискуссии и полезные замечания по содержанию статьи.

Список литературы

1. Толпыго К.Б. Физические свойства решетки типа каменной соли, построенной из деформируемых ионов / Толпыго К.Б. // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20, вып. 6. – С. 497-509.
2. Huang K. On the interaction between the radiation field and ionic crystals / Huang K. // Proc. Roy. Soc. – 1951. – V. A 208. – P. 352-365.
3. Fano U. Atomic theory of electromagnetic interaction in dense materials / Fano U. // Phys. Rev. – 1956. – V.103. – No. 5.– P.1202-1218.
4. Hopfield J.J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals / Hopfield J.J. // Phys. Rev. – 1958. – V. 112, No. 5. – P. 1555-1567.
5. Давыдов А.С. Теория молекулярных экситонов. – Москва: Наука. – 1968. – 296 с.
6. O'Dell T.H. The electrodynamic of magneto-electric media / O'Dell T.H. – North-Holland Pub. Co. in Amsterdam. – 1964. – 304 p.
7. Обуховский В.В. Комбинационное рассеяние света на поляритонах / Обуховский В.В., Стрижевский В.Л. // УФЖ. – 1969. – Т. 14. – С. 1461-1471.
8. Давыдов А.С. Физика твердого тела. – М. : Наука. – 1976. – 639 с.
9. Агранович В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / Агранович В.М., Гинзбург В.Л. – М: Наука. – 1979. – 432 с.
10. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика / Клышко Д.Н. – М.: Наука. – 1980. – 256 с.
11. Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике / Сухоруков А.П., – М.: Наука. – 1988. – 232 с.
12. Борисов С.Б. Поляритоны в магнитных диэлектриках / Борисов С.Б., Любчанский И.Л. // ФТТ. – 1984. –Т. 26, № 11. – С. 3245-3249.
13. Борисов С.Б. Нормальные электромагнитные волны в анизотропной бигиротропной среде / Борисов С.Б., Любчанский И.Л. // Опт. и спектр. – 1988. –Т. 65, № 2. – С. 365-370.
14. Борисов С.Б. Нормальные электромагнитные волны в бигиротропных магнитооптических слоистых структурах / Борисов С.Б., Дадоевкова Н.Н., Любчанский И.Л. // Опт. и спектр. – 1993. – Т.74. – №6. – С. 1127-1136.
15. Каганов М.И. Магноны, магнитные поляритоны, магнитостатические волны / Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И. // УФН. – 1997. – Т. 167, № 2. – С. 191-237.
16. Дзедолик И.В. Поляритоны в оптических волокнах и диэлектрических резонаторах / Дзедолик И.В. – Симферополь: ДИАЙПИ. – 2007. – 319 с.
17. Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology / Lee Y.-S. – New York: Springer Science+Business Media, LLC. – 2009. – 340 p.
18. Inoue H. Terahertz reflection response measurement using a phonon polariton wave / Inoue H., Katayama K., Shen Q., et al. // Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol. 105. – Issue 5. – 054902. – 4 p.
19. Zhen Q. Phonon polaritons in a nonaxial aligned piezoelectric superlattice / Zhen Qi, Shen Zhi-qiang, Huang Cheng-ping, et al. // Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol. 105. – Issue 7. – P. 074102-074109.
20. Дзедолик И.В. Управление спектром поляритонов в диэлектрической среде / Дзедолик И.В., Каракчиева О.С., Микульская Ю.П. // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. Серия: «Физико-математические науки». – 2010. – Т. 23(62), № 3. – С. 64-74.
21. Bai W. Theoretical investigation of phonon-polariton modes in undoped and ion-doped PPLN crystals / Bai Wen-Chao, Zhang Han, Jiang Li, et al. // Solid State Communications. – 2011. – Vol. 151. – Issue 18.– P. 1261-1265.
22. Dzedolik I.V. Magneto-optic polariton spectra in nonlinear magnetogyrotropic medium / Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. // Proc. LFNМ*2011. – 2011. – IEEE 978-1-61284-813-6/11. – 3 p.
23. Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. – М: Наука. – 1979. – 376 с.

24. Смоленский Г.А. Ферриты и их техническое применение / Смоленский Г.А., Леманов В.В. – Л. : Наука, 1975. – С. 110
25. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. – М. : Изд. Моск. ун-та. – 1985. – 336 с.
26. Агеев А.Н. Измерение магнитной проницаемости на оптических частотах в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов волноводнооптическим методом / Агеев А.Н., Белицкий С.Н., Китаев С.А. и др. // ЖЭТФ. – 1990. – Т.98. – №10. – С. 1390-1395.
27. Zvezdin A.K. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials / Zvezdin A.K., Kotov V.A. – Taylor & Francis. – 1997. – 404 p.
28. Lyubchanskii I.L. Magnetic photonic crystals / Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – V. 36. – P. R277-R287.
29. Inoue M. Magnetophotonic crystals / Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – V. 39. – P. R151.
30. Berzhansky V.N. One-dimensional magnetophotonic crystals based on double-layer Bi-substituted iron garnet films / Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R. et al. // Mat.-wiss. u. Werkstofftech. – 2011. – Vol. 42, N 1. – P. 19.
31. Бломберген Н. Нелинейная оптика / Бломберген Н. – М.: Мир. – 1966. – 424 с.
32. Ахиезер А.И. Спиновые волны / Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. — М.: Наука. – 1967. – 368 с.
33. Смоленский Г.А. Физика магнитных диэлектриков / Смоленский Г.А., Леманов В.В., Недлин Г.М. и др. // Спб.: Наука. – 1974. – 454 с.
34. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика / Келих С. – М. : Наука. – 1981. – 672 с.
35. Nonlinear Waves in Solid-State Physics / Ed. by Boardman A.D., Bertolotti M., Twardowski T. – New York: Plenum Press. – 1986.
36. Гуревич А.Г. Магнитные колебания и волны / Гуревич А.Г., Мелков Г.А. – М.: Физматлит. – 1994. – 464 с.

Дзедолик І.В. Поляритони у нелінійному діелектричному, магнітному і бігіротропному середовищі / Дзедолик І.В., Каракчієва О.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 80-103.

Розглянуті спектри поляритонів у нелінійному діелектричному, магнітному і бігіротропному середовищі. Врахована лінійна поляризація ґратки, лінійна і нелінійна електронна поляризація іонів середовища під дією високочастотного електромагнітного, а також статичних електричного і магнітного полів. Показано, що міняючи напруженості зовнішніх електричного і магнітного полів, а також інтенсивність електромагнітного поля можна управляти поляритонним спектром і швидкістю поляритонів.

Ключові слова: нелінійне діелектричне середовище, магнітне середовище, нелінійне бігіротропне середовище, поляритонний спектр.

Dzedolik I.V. Polaritons in nonlinear dielectric, magnetic and bigyrotropic medium / Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2. – P. 80-103.

Polariton spectra in nonlinear dielectric, magnetic and bigyrotropic medium are investigated. The linear polarization of lattice, linear and nonlinear electronic polarization of ions in the medium under the influence of high-frequency electromagnetic field, static electric and magnetic fields are considered. It is shown that by changing of the strength of external static electric and magnetic fields and intensity of electromagnetic field it is possible to operate the polariton spectrum and polariton velocity.

Keywords: nonlinear dielectric medium, magnetic medium, nonlinear bigyrotropic medium, polariton spectrum.

Поступила в редакцію 12.07.2011 г.

УДК 681.7.068 + 537.622

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ КАНАЛОВ НА БАЗЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА ГРАНАТА

Басиладзе Г.Д., Бержанский В.Н., Долгов А.И.

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

Экспериментально реализован и исследован оптический модуль, способный работать в волоконно-оптическом переключателе каналов. Модуль собран из набора четырех оптических волокон и эпитаксиальной пленки феррита граната (ЭПФГ), в котором торцы волокон состыкованы с входным торцом ЭПФГ. Длина ЭПФГ вдоль пути распространения света 3,88 мм, толщина – 12 мкм. ЭПФГ состава $(Bi\ Lu\ Ca)_3(Fe\ Ga)_5O_{12}$ обладала магнитной анизотропией типа угловая фаза и полем насыщения ≈ 50 Э. Величина фарадеевского вращения в насыщенном состоянии на длинах волн 1,31 и 1,55 мкм при намагничивании ЭПФГ полем в направлении распространения света составила 270° ($69,6^\circ\text{мм}^{-1}$) и 225° ($58,0^\circ\text{мм}^{-1}$), соответственно. При этом степень поляризации на выходе ЭПФГ достигала величины 0,98. Потери света в оптической цепи не превышали 1,75 дБ.

Ключевые слова: магнитооптический модулятор, магнитооптический переключатель, эпитаксиальная пленка феррита граната.

ВВЕДЕНИЕ

Одна из актуальных задач, связанных с развитием нового поколения волоконно-оптических сетей, заключается в создании оптически прозрачных переключателей, в которых отсутствует преобразование «свет-электричество-свет». Их действие может быть основано на различных физических принципах. Например, активно разрабатываются микроэлектромеханические, термооптические, акустооптические, электрооптические и другие переключающие системы.

Хотя о возможности использования магнитооптического эффекта в оптической коммутации давно известно [1], он еще не получил широкого распространения применительно к оптическим сетям из-за недостатка магнитооптических материалов с высоким фарадеевским вращением и ультрабыстрым откликом [2].

Появление подходящих по удельному фарадеевскому вращению в инфракрасной области спектра пленочных магнитооптических материалов стимулировало разработку переключающих систем на их основе. Одна из них предложена в работе [2], где магнитооптическая пленка (толщина ≈ 330 мкм) с лабиринтной доменной структурой ориентирована нормально торцам оптических волокон (ОВ). Эта пленка вращала плоскость поляризации света с длиной волны 1,31 мкм на $\pm 45^\circ$ при ее намагничивании в прямом и обратном распространении света направлении.

Следует также отметить, что современные магнито-оптические материалы обнаруживают рекордное быстродействие (порядка 100 фемтосекунд [3]), что

делает их перспективными для построения быстродействующих волоконно-оптических переключателей.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования оптической цепи «ОВ-ЭПФГ», использующей эпитаксиальную пленку феррита-граната гораздо меньшей толщины, которая ориентирована планарно по отношению к волокнам в оптической цепи.

ЭПФГ выращена в технологической лаборатории ТНУ методом жидко фазной эпитаксии из раствора расплава. Целью работы являлось определение возможности ее использования в качестве фарадеевского вращателя для переключателя света.

Оптическая цепь была выполнена в виде оптического модуля жесткой конструкции, в которой четыре одномодовых волокна соединены в стык с входным торцом пленки.

Для этого в работе решалась технологическая задача реализации оптической связи между этими элементами.

1. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯ

Для изготовления оптического модуля использовалась висмут содержащая пленка феррита-граната, состава $(Bi\ Lu\ Ca)_3 (Fe\ Ga)_5 O_{12}$ на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией кристаллографических осей (111). Пленка обладала магнитной анизотропией типа «угловая фаза». Поле анизотропии в направлении оси легкого намагничивания ≈ 1 Э, в направлении оси трудного намагничивания ≈ 30 Э.

Удельное фарадеевское вращение на длине волны 0,655 мкм, измеренное в условиях перпендикулярного падения света на плоскость пленки составляло $1090^\circ \text{ мм}^{-1}$. Толщина пленки составляла ≈ 12 мкм, толщина подложки ≈ 500 мкм. На рис. 1 приведена микрофотография участка поверхности этой пленки, выполненная в скрещенных поляризаторах. На ней видна характерная для пленок с магнитной анизотропией типа «угловая фаза» доменная структура [4].

Из общей пластины такого материала был вырезан прямоугольный образец размером 5x3,5 мм так, чтобы ось легкого намагничивания располагалась параллельно длинной стороне. При такой конфигурации образца оптические волокна предусматривалось подводить с короткой стороны.

Для эффективной связи волокон с пленкой необходимо было обеспечить оптическое качество поверхности входного торца пленки, достаточную его плоскостность и перпендикулярность к осям волокон. То же самое требовалось обеспечить и для выходного торца пленки.

Были опробованы два метода подготовки торцов пленки. Это метод скола и метод механической шлифовки-полировки. Метод скола, реализуемый с помощью специальной машины для скрайбирования пленок, не давал гарантированной плоскопараллельности противоположных торцов пленки и необходимой оптической чистоты их поверхностей. Удовлетворительный результат был получен лишь с использованием метода механической шлифовки

и полировки. Для осуществления этой операции пленка была вклеена между двух стеклянных пластин. С целью предохранения внешней поверхности пленки от загрязнений и обеспечения волноводности магнитоактивного элемента в склеенной конструкции оптического модуля, предварительно, на внешнюю поверхность пленки нанесено тонкое покрытие ZrO_2 . В результате шлифовки и полировки двух противоположных торцов пленки, размер ее большей стороны (т.е. вдоль пути распространения света) был доведен до 3,88 мм.

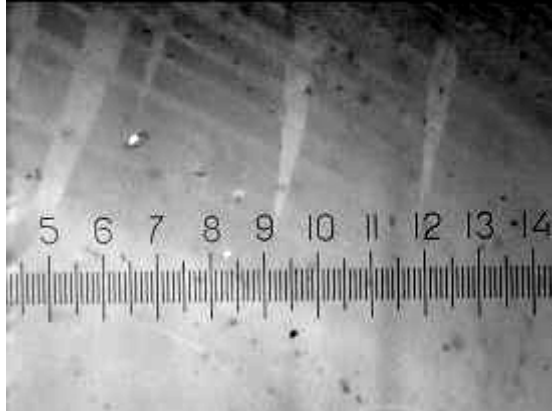


Рис. 1 Микрофотография участка поверхности ЭПФГ, выполненная в скрещенных поляризаторах (цена деления шкалы 20 мкм).

На рис. 2 показаны торцы пленки, полученные методом скола и методом шлифовки-полировки.

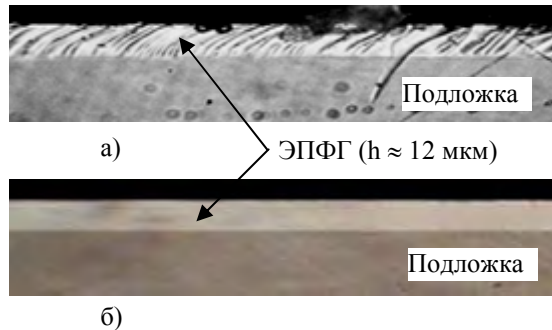


Рис. 2. Торец пленки ЭПФГ, полученный а) методом скола б) методом шлифования-полирования (увеличение 375^{\times} , подложка толщиной 500 мкм изображена не полностью).

Для ввода света в пленку один из ее отполированных торцов был жестко соединен с четырьмя оптическими волокнами следующим образом.

Волокна были вклеены между двух стеклянных пластин, как показано на рис. 3, где 1 и 3 - сохраняющие состояние линейной поляризации света волокна типа «Panda», а – 2 и 4 – обычные телекоммуникационные одномодовые волокна типа SMF 28e. Волокна располагались параллельно друг другу с шагом 0,7 мм и перпендикулярно торцу сэндвича. Причем, оси двулучепреломления волокон «Panda» в месте состыковки с пленкой ориентировались так, чтобы иметь возможность вводить в пленку свет, имеющий либо ТЕ, либо ТМ тип поляризации. Обычные же одномодовые волокна SMF 28e предусматривалось использовать для ввода в пленку света с произвольно заданным азимутом плоскости поляризации.

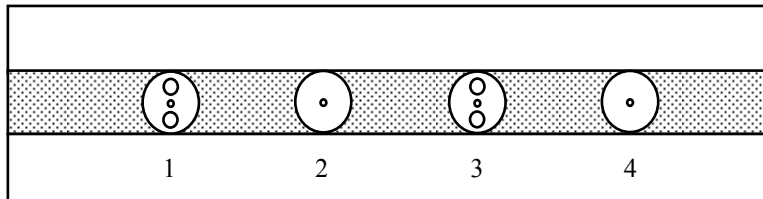


Рис. 3. Схематическое изображение торца оптического модуля.

Торец сэндвича вместе с торцами волокон также был отшлифован и отполирован. Из сэндвичей с ОВ и ЭПФГ формировался модуль «ОВ–ЭПФГ», где сердцевинны волокон были совмещены с торцом пленки, после чего сэндвичи фиксировались склейкой. Требуемая субмикронная точность совмещения волокон с пленкой была достигнута методом юстировки в плоскости [5], который был реализован с помощью стеклянного основания и калиброванной по толщине стеклянной подставкой под сэндвич с ЭПФГ. Фиксирование сэндвичей производилось в положении, когда проходящие из крайних волокон в пленку световые сигналы достигали на выходном торце пленки своих максимумов. При этом крайние волокна сэндвича были равноудалены от краев торца пленки.

Конструкция модуля «ОВ–ЭПФГ» схематично изображена на рис. 4.

Изготовленный таким образом оптический модуль «волокно – ЭПФГ» показан на рис. 5. Целостность конструкции оптического модуля значительно упрощала процесс исследования пленки, так как, при необходимости изменения условий эксперимента, обеспечивалось постоянство соединения волокон с пленкой, а ввод света в оптическое волокно осуществлялся с помощью удобных и легких в использовании стандартных оптических адаптеров.

Кроме того, конструкция модуля и используемая для механической обработки выходного торца пленки технологическая оснастка создавались с учетом необходимости обеспечения плоскопараллельности этого торца при повторных его обработках в процессе исследований. Возможность возбуждения пленки светом через пространственно разнесенные волокна позволяла исследовать оптические и магнитооптические свойства пленки вдоль оптических путей на разных ее участках.

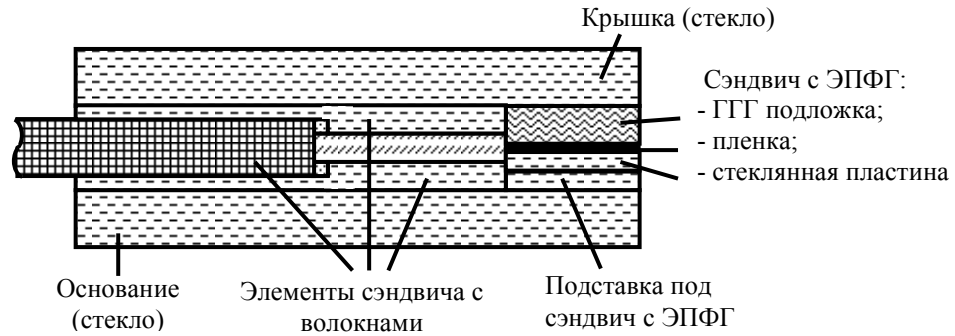


Рис. 4. Конструкция модуля «ОВ-ЭПФГ».



Рис. 5. Оптический модуль.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Постоянное магнитное поле, которое регулировалось в пределах от 0 до 300 Э, прикладывалось в плоскости модуля, попеременно по ходу и против хода распространения света в пленке. В экспериментах использовались два полупроводниковых лазера с длинами волн излучения 1,31 и 1,55 мкм. Линейно поляризованное излучение одного из этих источников, в зависимости от вида эксперимента, могло вводиться в пленку через один из входных световодов оптического модуля. Излучение на выходе анализировалось с помощью вращающегося поляризационного фильтра, сигнал с которого попадал на фотоприемное устройство. При этом могли регистрироваться максимальное (I_{\max}) и минимальное (I_{\min}) значения интенсивностей света на выходе фильтра. Наряду с этим, по лимбу могли определяться соответствующие углы поворота фильтра (θ), которые показывали ориентацию плоскости поляризации света на выходе пленки. Степень поляризации P определялась по формуле $P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \cdot 100\%$ с точностью $\pm 3\%$.

В таблице 1 приведены данные измерения степени поляризации света на выходе пленки для обеих длин волн при возбуждении в пленке светового поля с ТЕ поляризацией через волокна Panda. Измерения проводились при намагничивании пленки в плоскости полем насыщения в прямом и обратном

распространению света направлениях. Также показана степень поляризации в отсутствии магнитного поля.

Из приведенных данных видно, что исследованная пленка в своем объеме оптически не однородна. Судя по результатам из таблицы 1 можно говорить о неоднородностях магнитного и немагнитного происхождения.

Таблица 1

Степень поляризации света на выходе оптического модуля при возбуждении в пленке оптического поля типа ТЕ

Направление поля намагничивания	Волокно 1 (Panda)		Волокно 3 (Panda)	
	$\lambda=1,31$ мкм	$\lambda=1,55$ мкм	$\lambda=1,31$ мкм	$\lambda=1,55$ мкм
По направлению света	0,98	0,91	0,81	0,94
Поле отсутствует	0,87	0,95	0,76	0,94
Против направления света	0,98	0,97	0,74	0,94

К неоднородностям магнитного характера может быть отнесена доменная структура пленки, которая проявляется в ненасыщенном состоянии (рис. 1) Кроме того, могут существовать магнитные микро неоднородности локализованные в окрестностях механических микродефектов. О влиянии неоднородностей магнитного характера на поляризацию света на выходе пленки говорит тот факт, что их деполяризующее действие, как правило, уменьшается при включении магнитного поля.

Природа второго деполяризующего фактора, связана с возможным существованием микродефектов, как в объеме материала пленки, так и на границах раздела с подложкой и верхним отражающим слоем. Видимо по этой причине деполяризация света длиной волны 1,31 мкм в канале 3 в среднем на 17% выше, чем в канале 1.

Отмеченные неоднородности в пленке могут быть обусловлены переходным слоем пленка-подложка, свойства которой зависят как от качества поверхности подложки, так и от ряда технологических факторов. Кроме того, они могут наводиться и в процессе шлифования и полирования торцов пленки. Очевидно, эти недостатки могут быть минимизированы путем совершенствования технологии получения пленки и ее обработки.

Измерения степени поляризации в отсутствии магнитного поля, когда пленка через волокна типа SMF 28e возбуждалась излучением, азимут плоскости поляризации которого, составлял примерно 45° , свидетельствуют о незначительном деполяризующем влиянии двулучепреломления формы исследуемой пленки. Так, степень поляризации на ее выходе при таком возбуждении не падала ниже значения 0,94. Это говорит о том, что реализованное соединение волокна с пленкой обеспечивает возбуждение в

пленке моды низшего порядка. Следует отметить, что включение магнитного поля так же, как и в описанных выше случаях, приводило к улучшению степени поляризации света на выходе пленки.

Что касается эффекта Фарадея, то при повышении напряженности поля от 0 до 50 Э наблюдалось вращение плоскости поляризации света на выходе пленки. Поворот плоскости поляризации при намагничивании в прямом и противоположном световому потоку направлениях на длине волны 1,31 мкм составил $\pm 270^\circ$.

При таких же условиях на длине волны света 1,55 мкм поворот составил $\pm 225^\circ$.

Из последних результатов следует, что для достижения необходимых для работы переключателя поворотов плоскости поляризации на величину $\pm 45^\circ$, длина пути прохождения света в пленке должна быть уменьшена. Так, для работы на длине волны 1,31 мкм, размер пленки вдоль пути распространения света, в нашем случае, должен составлять примерно 0,65 мм, а для работы на длине волны 1,55 мкм, примерно 0,78 мм. При необходимости же вращение плоскости поляризации на 90° в режиме однополюсного включения магнитного поля этот размер должен составлять соответственно 1,29 и 1,55 мм.

Из значений степени поляризации на выходе оптического модуля полученных при приложении к пленке поля порядка 50 Э, можно сделать вывод о достаточно высокой эффективности взаимного преобразования ТЕ \leftrightarrow ТМ оптических мод в пленке.

Для оценки затухания света в пленке и качества согласования волокон с ее торцом были определены совокупные потери света α в оптическом модуле на длине волны света 1,31 мкм. Они вычислялись по формуле

$$\alpha = -10 \cdot \log(I_{\text{Вх}}/I_{\text{Вых}}), \quad (1)$$

где $I_{\text{Вх}}$ – интенсивность оптического сигнала вводимого во входное волокно модуля. $I_{\text{Вых}}$ – интенсивность света на выходе модуля «ОВ–ЭПФГ», измеренная в отсутствие поляризационного фильтра.

Эти потери были измерены для каждого из каналов в отдельности (т.е. при введении света через каждое из входных волокон модуля в отдельности). В результате произведенных измерений потери света в модуле в среднем составили 1,73 дБ (соответствует светопропусканию на уровне 67%).

Затухание в материале ЭПФГ ($\alpha_{\text{ЭПФГ}}$) было оценено по формуле:

$$\alpha_{\text{ЭПФГ}} = \alpha - \alpha_{\text{Фр}}, \quad (2)$$

где $\alpha_{\text{Фр}}$ – френелевские потери на отражение от входной и выходной торцевых поверхностей ЭПФГ в модуле.

Так как числовая апертура одномодового волокна $NA = 0,1$, что в угловой мере составляет $\approx 5,7^\circ$, то потери на френелевское отражение рассчитывались в приближении нормального падения света на границу раздела двух сред. При $n_{\text{ЭПФГ}} \approx 2,2$ в предположении, что между торцами волокон и входным торцом пленки имеется воздушный зазор ($n_{\text{Воздуха}} = 1$), оцененные суммарные потери на отражение от двух торцов ЭПФГ составили $\alpha_{\text{Фр}} \approx 1,32$ дБ.

Следовательно, расчетное затухание света в пленке на длине волны 1,31 мкм при наших допущениях без учета потерь на френелевские отражения составляет величину около 0,4 дБ ($\approx 9\%$).

Для прогнозирования световых потерь при подключении одномодовых оптических волокон к выходным торцам пленок были произведены измерения вносимых оптической цепью «волокно – пленка - волокно» потерь при размере пленки вдоль пути распространения света 3,88 мм. Среднее значение вносимых потерь на длине волны 1,31 мкм составило ≈ 18 дБ. Это хорошо согласуется с расчетным значением (≈ 19 дБ), выполненным в представлениях геометрической оптики. В расчетах использовали отношение площади расширенного пучка на выходе пленки к площади сердцевины приемного одномодового волокна. Это позволяет оценить величину вносимых потерь во вращателе с магнитоактивным элементом длиной 0,65 мм. Расчетные вносимые потери в таком ротаторе получаются на уровне 11 – 12 дБ. При таких вносимых потерях можно будет моделировать работу переключателя для определения его скоростных возможностей, перекрестных помех и других оптических характеристик.

Следует отметить, что потери на соединение волокон оптической цепи переключателя с выходным торцом пленки могут быть существенно снижены. Для этого, например, подобно работе [6] на поверхности пленки могут быть выполнены соразмерные с диаметром сердцевины волокна волноводные каналы, которые достаточно эффективно могут быть согласованы с одномодовыми волоконно-оптическими элементами переключателя без применения дополнительной коллимирующей оптики. Кроме того, торцевая стыковка волокон и ЭПФГ может быть осуществлена через иммерсию со средним значением показателя преломления между волокном и пленкой или с использованием просветляющих покрытий на торцах.

Существует также возможность использовать технологию формирования планарных микролинз [7], или микролинз выполненных на основе одномодовых волокон [8, 9], которые обеспечивают коллимацию светового пучка, вводимого через входное волокно и его фокусировку на торец выходного волокна. Первая технология может упростить задачу оптического согласования волокон с ЭПФГ толщиной 9-10 мкм. Для применения второй технологии потребуются пленки толщиной 30-40 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан оптический модуль, который позволил исследовать свойства магнитоактивного элемента в виде эпитаксиальной пленки феррита граната, для работы в переключателе света при торцевом введении оптического излучения. Опробованная на экспериментальной базе ТНУ технология торцевого соединения магнитоактивного пленочного элемента с одномодовыми световодами обеспечила пропускание света по оптической цепи «ОВ-ЭПФГ» на уровне 67%.

Исследован эффект Фарадея при распространении света вдоль плоскости пленки в направлении оси легкого намагничивания. При намагничивании пленки полем насыщения до 50 Э удельное фарадеевское вращение на длинах волн 1,31 и 1,55 мкм составило 69,6 и 58,0 °мм⁻¹, соответственно. Степень поляризации на выходе пленки при этом достигала величины 0,98.

Полученные результаты могут представлять интерес для разработчиков волоконно-оптических модуляторов и переключателей, а так же датчиков магнитного поля.

Список литературы

1. Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 1978.
2. Magneto-optic-based fiber switch for optical communications / Bahuguna R., Mina M., Tioh J.-W., Weber R.J. // IEEE Trans. Magn. – 2006. – Vol. 42, N 10. – P. 3099-3101.
3. Femtosecond photomagnetic switching of spins in ferrimagnetic garnet films / Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95, N 4. – P. 047402.
4. Особенности магнитоиндуцированного спин-переориентационного перехода в феррит-гранатовых пленках с анизотропией "угловая фаза" / Прокопов А. Р., Дубинко С. В., Хребтов А. О., Еремина М. И. // ФТТ. – 1997. – Т. 39, № 8. – С. 1415-1420.
5. A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar waveguide circuit / Sugimoto N., Terui H., Tate A., Katoh Y. et al. // J. Lightwave Technology. – 1996. – V. 14. – P. 2537.
6. Etch-tuned ridged waveguide magneto-optic isolator / Wolfe R., Lieberman R.A., Fratello V.J., et al. // Applied Physics Letters. – 1990. – V. 56(5) – P. 426-428.
7. «Simple Micro-Lens with Polymer-Filled Trench in Slab Waveguide» / Tsukamoto K. et al. // Fujitsu Sci. Tech. J. – June 2002. – V. 38, No. 1. – P. 54-63.
8. Emkey W.L. Analysis and Evaluation of Graded-Index Fiber-Lenses / Emkey W.L. and Jack C.A. // J. Lightwave Technol. – Sept. 1987. – V. LT-5, No. 9. – P. 1156-1164.
9. Novel beam expanders and high-power connectors / Yablon A.D., Yan M.F., DiGiovanni D.J., et al. // National Fiber Optic Engineers Conference (NFOEC), Orlando, FL, Sept. 7–11, 2003 : proc. – 2003. – P. 16.

Басіладзе Г.Д. Волоконно-оптичний модуль перемикача каналів на базі епітаксіальної плівки фериту граната / Басіладзе Г.Д., Бержанський В.Н., Долгов О.І. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 104-113.

Експериментально реалізований і досліджений оптичний модуль, здатний працювати у волоконно-оптичному перемикачі каналів. Модуль зібраний з набору чотирьох оптичних волокон і епітаксіальної плівки фериту граната (ЕПФГ), у якому торці волокон зістиковані із вхідним торцем ЕПФГ. Довжина ЕПФГ уздовж шляху поширення світла 3,88 мм, товщина – 12 мкм. ЕПФГ складу $(Bi\ Lu\ Ca)_3(Fe\ Ga)_5O_{12}$ мала магнітну анізотропію типу кутова фаза з полем насичення ≈ 50 Е. Величина фарадеевського обертання в насиченому стані на довжинах хвиль 1,31 і 1,55 мкм при намагнічуванні ЕПФГ полем у напрямку поширення світла склала 270° (69,6°мм⁻¹) і 225° (58,0°мм⁻¹), відповідно. При цьому ступінь поляризації на виході ЕПФГ досягала величини 0,98. Втрати світла в оптичному ланцюзі не перевищували 1,75 дБ.

Ключові слова: магнітооптичний модулятор, магнітооптичний перемикач, епітаксіальна плівка фериту граната.

Basiladze G.D. The fiber-optic module of the channels switch on the basis of the epitaxial film of the ferrite of the garnet / Basiladze G.D., Berzhansky V.N., Dolgov A.I. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2. – P. 104-113.

The optical module, which is capable to operate in the fiber-optic channel selector switch is experimentally realized and examined. The module is composed of four optical fibers and epitaxial films of ferrite garnet (EFFG) in which edges of the fibers are joined with the set input edge of EFFG. The length of the EFFG along the propagation path of a light is 3.88 mm, the width is 12 μm . The EFFG composed of $(\text{Bi Lu Ca})_3(\text{Fe Ga})_5\text{O}_{12}$ possessed the magnetic anisotropy of the angular phase type and a field of saturation of about 50 Oe. The magnitude of faraday rotation in a saturation of magnetization on the of the wavelengths 1.31 and 1.55 μm at magnetizations of EFFG by the field in the direction of propagation of light was 270° ($69,6^\circ\text{mm}^{-1}$) and 225° ($58,0^\circ\text{mm}^{-1}$), accordingly. Thus the degree of polarization on the output EFFG attained magnitude 0.98. Light losses in optical circuit did not exceed 1.75 dB.

Keywords: magneto-optical modulator, magneto-optical switch, epitaxial film of ferrite of a garnet.

Поступила в редакцию 01.08.2011 г.

УДК 535.2:548.1.022/.024

СМЕЩЕНИЕ МАССИВА БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ, ПРОШЕДШИХ ОДНООСНЫЙ КРИСТАЛЛ

Иванов М.О., Зиновьев А.О., Коноваленко В.Л., Рыбась А.Ф.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: maks.ivannov@gmail.com*

Был получен и проанализирован массив Бессель-Гауссовых пучков, прошедших одноосный кристалл, как совокупность наклонных пучков. Определена зависимость углового смещения парциальных пучков от параметров исходного пучка Бесселя и экранирующей диафрагмы. Определены оптимальные условия (количество пучков и их относительный диаметр) получения, максимально эффективного углового смещения.

Ключевые слова: оптические вихри, недифрагирующие пучки.

ВВЕДЕНИЕ

Главной особенностью оптического вихря является то, что он может переносить орбитальный угловой момент, который в общем случае состоит из спиновой и орбитальной компонент. Оптические вихри обладают угловым моментом необходимым при захвате и переносе частиц. Для управления микрочастицами необходимо создать пучок с большим значением углового момента. Для этих целей подходят пучки Бессель-Гаусса, которые, в отличие от гауссовых пучков, переносящих классические вихри, более устойчивы к возмущениям при распространении.

1. УГЛОВОЙ МОМЕНТ СВЕТОВОГО ПУЧКА. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ПРОЕКЦИИ УГЛОВОГО МОМЕНТА

Для парааксиальных пучков, распространяющихся в свободном пространстве или изотропной однородной среде, возможно, формально разделить угловой момент на спиновую и орбитальную части [1]. В процессе распространения через среду угловой момент пучка может изменяться. Постоянной величиной относительно распространения остается не сам угловой момент, а его поток [2].

Теорема о сохранении потока углового момента формулируется для свободного пространства или изотропной однородной среды для парааксиальных пучков. Сохраняющейся величиной является отношение компоненты углового момента M_z (z – направление распространения пучка) к полному потоку энергии пучка в этом направлении.

$$\frac{M_z}{\mathfrak{E}} = \frac{\frac{1}{c^2} \int_{S_\infty} [\mathbf{r} \times \mathbf{P}]_z dS}{\int_{S_\infty} P_z dS} = L_z + S_z = const, \quad (1)$$

где c - скорость света в вакууме, \mathbf{r} - радиус-вектор, \mathbf{P} - вектор Пойнтинга, L_z, S_z - удельные орбитальный и спиновый угловые моменты в z направлении, интегрирование ведется по площади поперечного сечения.

В отличие от изотропной среды (или свободного пространства) в анизотропной среде нарушается закон сохранения углового момента как суммы спинового и орбитального момента.

Чиаттони в своей работе [3] пришел к выводу, что усредненный по времени полный поток углового момента Φ вдоль оси z является инвариантом пучка, т.е. сохраняется и не зависит от координаты z :

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_L + \Phi_S = \text{const} \\ \frac{d\Phi(z)}{dz} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Это значит, что вследствие цилиндрической симметрии одноосного кристалла относительно оптической оси мы можем говорить о сохранении суммы потока проекций орбитального $\Phi_L = \frac{L_z}{I_z}$ и спинового $\Phi_S = \frac{S_z}{I_z}$ моментов на оптическую ось в параксиальном пучке.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В общем случае электромагнитное поле имеет угловой момент [4]:

$$\vec{M} = \frac{1}{c^2} \int_{S_\infty} \vec{r} \times \vec{p} dS, \quad (3)$$

где c - скорость света в вакууме, $\vec{r} = (r_x \vec{e}_x + r_y \vec{e}_y + r_z \vec{e}_z)$ - радиус вектор,

$\vec{p} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*)$ - вектор Пойнтинга, \vec{E} и \vec{H} - напряженности электрического и магнитного полей соответственно, $*$ - комплексное сопряжение, S_∞ - указывает на

то, что интегрирование ведется по всей площади параксиального пучка.

В начале 30х годов XX века было показано, что циркулярно поляризованный параксиальный пучок переносит спиновый угловой момент [5], т.е. угловой момент, связанный с поляризацией волны. Позднее уже в 90х годах XX века Ален и др. [6,7] показали, что параксиальный световой пучок переносит также орбитальный угловой момент, причем в свободном пространстве сумма проекций орбитального и спинового моментов на направление распространения являются инвариантом волнового движения. В тоже время в квантовой электродинамике строго показано, что спиновой и орбитальный угловой момент фотона нельзя разделить в общем случае на спиновый и орбитальный. Более детальные исследования [8 - 10] показали, что в случае световых пучков следует говорить не об угловом моменте, а о потоке углового момента M_z в заданном направлении. Для параксиальных

пучков Берри М. показал [11], что в свободном пространстве или однородной изотропной среде, поток углового момента параксиального пучка может быть выражен как отношение углового момента к полной интенсивности пучка в данном направлении и описывается выражением:

$$I_z = \frac{\langle \psi | l_z | \psi \rangle + \langle \psi | s_z | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad (4)$$

Второй член в формуле (4) равен нормированному третьему параметру Стокса:

$$S_z = \frac{S_3}{S_0} = \frac{\langle \psi | s_z | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad (5)$$

Волновая функция ψ в выражениях (4) и (5) представляет собой поперечные компоненты электрического поля $\psi = \vec{E}_\perp$. Полученная формула позволяет быстро оценить проекцию потока углового момента вдоль направления распространения пучка.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В проделанном эксперименте использовался He-Ne лазер ЛГН-207 А. Вид экспериментальной установки на рис.1.

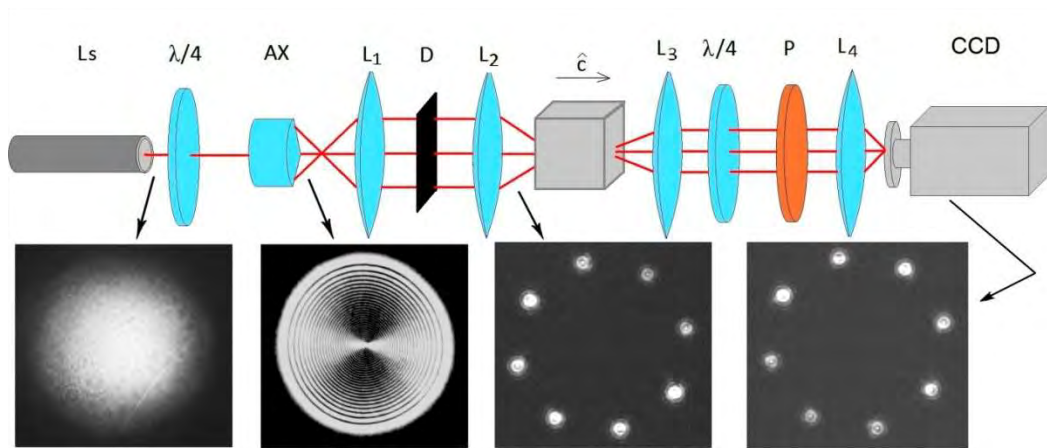


Рис. 1. Вид экспериментальной установки.

Из лазера с длиной волны 0,6328 мкм и линейной поляризацией, луч направлялся на систему оптических элементов. При прохождении через четвертьволновую пластинку $\lambda/4$, луч из линейно-поляризованного преобразовывался в право циркулярно-поляризованный, затем пучок распространялся через коническую линзу (аксикон), где происходила генерация пучка Бессель-Гаусса. После преобразования, Бессель-Гауссовый пучок проходил через линзу L1, преломляясь на ней, параллельный Бессель-Гауссов пучок проецировался на фазовый транспарант D. За фазовым транспарантом была установлена линза L2, после которой Бессель-Гауссовый пучок фокусировался на

входной грани одноосного кристалла LiNbO_3 . Выходя из кристалла, пучок собирается при помощи линзы L3, расположенной таким образом, что бы её фокус совпадал с выходной гранью кристалла. Параллельный пучок обрабатывался дифференциальным Стокс-поляриметром, состоящий из четвертьволновой пластинки и поляризатора, расположенных на вращательных лимбах.

Таким образом, мы могли изменять требуемую компоненту поляризации пучка, которая после поляриметра проецировалась линзой L4 на вход CCD камеры. Данные с CCD камеры поступают на монитор и персональный компьютер, где фиксируются и обрабатываются.

4. ПОЛУЧЕНИЕ СЕМЕЙСТВ НАКЛОННЫХ ПУЧКОВ

В эксперименте использовался массив бesselевых пучков, получаемый с помощью диафрагм соответствующей формы (рис. 2). Диафрагмы характеризуются относительным диаметром – отношение между диаметрами маленьких колец и диаметра большого кольца, на котором они расположены.

Получаемые картинки распределения интенсивности массива бesselевых пучков приведены на рис. 3.

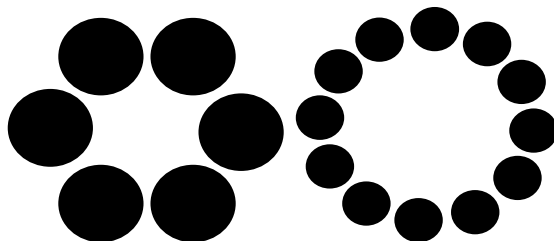


Рис. 2. Примеры диафрагм с 6 и 12 отверстиями соответственно.

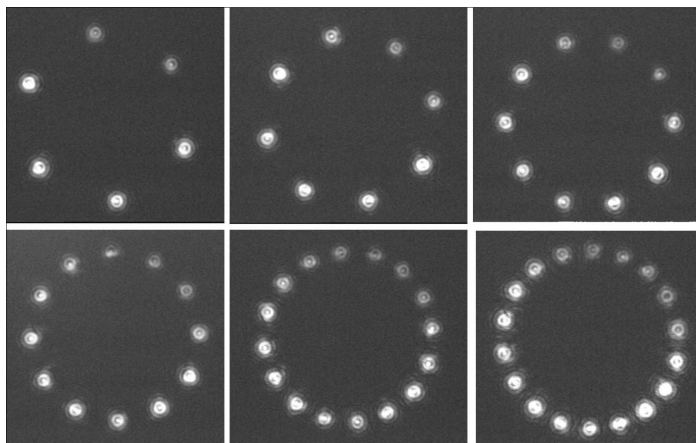


Рис. 3. Картинки распределения интенсивности массива бesselевых пучков, для линзы с перетяжкой пучка – 33,58 микрометра и относительным диаметром 8 и количеством отверстий 6, 8, 10, 12, 16 и 18 соответственно.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА СЕМЕЙСТВА ПУЧКОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Для измерения угла поворота были отобраны 4 линзы с перетяжкой пучка – 89,17 мкм, 47,98 мкм, 33,58 мкм и 14,39 мкм, соответственно. Для каждой линзы применялись диафрагмы с относительными диаметрами 6, 8 и 12. Для каждого относительного диаметра – количество отверстий 6, 8, 10, 12, 16 и 18. Для каждой диафрагмы получены по 8 снимков. Величина угла поворота определялась при помощи программы, написанной специально для этих целей. Данные сохраняются и заносятся в таблицу.

Построены графики зависимости угла поворота (ось Y) от количества отверстий (ось X) для трех разных относительных диаметров для положения пластинок $\lambda/4$: первая пластинка под углом $+45^\circ$, вторая -45° (рис.4). Относительный диаметр 6 обозначен черным цветом, 8 – красным, 10 (12) – синим. Для примера приведены графики для линзы с перетяжкой 33,58 мкм.

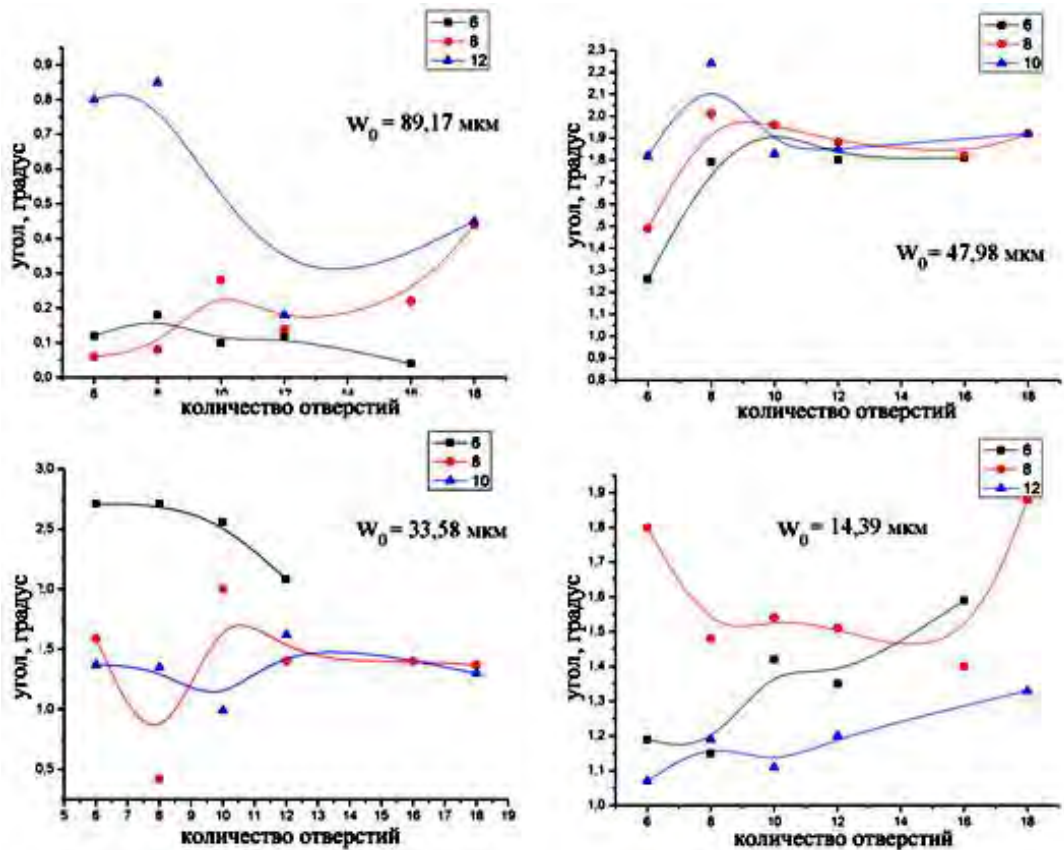


Рис. 4. Графики зависимости угла поворота от количества отверстий на диафрагме для различных перетяжек для относительных диаметров 6, 8, 10 и 12.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проделанной работы, были получены следующие результаты:

1. При прохождении через одноосный кристалл вклад в поток углового момента массива Бесселевых пучков дает только орбитальная компонента углового момента.

2. Получены условия при которых величина бокового смещения максимальна; равная $2,91^\circ$ при относительном диаметре b и количеством отверстий – 12.

Список литературы

1. Allen L. Optical Angular momentum / Allen L., Barnett S.M., Padgett M.J. – Bristol: Institute of Physics Publishing, 2003. – 300 p.
2. Ландау Л.Д. Теоретическая физика [в 10 т.], Т.8 Электродинамика сплошных сред / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.– М.: Наука , 1982. – 620 с.
3. Ciattoni A. Angular momentum dynamics of a paraxial beam in a uniaxial crystal / Ciattoni C.A., Claudio G.P. // Physical Review E. – 2003. – V. 67. – P. 036618 -1-10.
4. Beth R.A. Mechanical Detection and measurement of the angular momentum of light / Beth R.A. // Physical Review. – 1936. – V. 50. – P. 115-125.
5. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes / Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., and Woerdman J.P. // Physical Review A. – 1992. – V. 45. – P. 8185 – 8189.
6. Second-harmonic generation and the orbital angular momentum of light / Dholakia K., Simpson N.B., Padgett M.J. and Allen L. // Physical Review A. – 1996. – V. 54. – P. R3742 - R3745.
7. Orbital angular momentum in low-mode optical fibers and its detection / Alexeyev C.N., Alexeyev A.N., Fridman Yu.A., Volyar A.V. // Proceedings of SPIE. – 1998. – V. 3487. – P. 94-100.
8. Allen L. The Orbital Angular Momentum of Light / Allen L., Padgett M.J., Babiker M. // Progress in optics. – 1999. – V. XXXIX, Elsevier Science B.V. – P. 291-372.
9. Allen L. The Poynting vector in Laguerre-Gaussian beams and the interpretation of their angular momentum density / Allen L., Padgett M.J. // Optics Communications. – 2000. – V. 184. – P. 67-71.
10. Allen L. Optical Angular Momentum / Allen L., Barnett S.M., Padgett M.J. – CRC Press: 2003. – 300 p.
11. Berry M. Paraxial beams of spinning light / Berry M. // Proceedings of SPIE. – 1998. – V. 3487. – P. 6-11.

Зміщення масива Бессель-Гаусових пучків, що пройшли одноосний кристалл / Іванов М.О., Зінов'єв К.О., Коноваленко В.Л., Рибась О.Ф. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 114-119.

Був отриман й проаналізований масив Бессель-Гаусових пучків, що пройшли одноосний кристал, як сукупність похилих пучків. Визначена залежність кутового зміщення парціальних пучків від параметрів початкового пучка Бесселя та екрануючої діафрагми. Визначені оптимальні умови (кількість пучків і їх відносний діаметр) отримання максимально ефективного кутового зміщення.

Ключові слова: оптичні вихори, недифрагуючі пучки.

Displacement of Bessel-gaussian beams array, passed through a uniaxial crystal / Ivanov M., Zinovyev A., Konovalenko V., Rubass A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 114-119.

Array of the Bessel-Gaussian beams passing a uniaxial crystal was obtained and analyzed as aggregate of inclined beams. Dependence of angular displacement of partial beams on the parameters of initial Bessel beams and diaphragm is obtained. The optimal terms (number of beams and their relative diameter) of receipt of maximally effective angular displacement are obtained.

Key words: Singular optical vortices, nondiffracting beams.

Поступила в редакцію 06.09.2011 г.

УДК 535.147

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ СИСТЕМЫ «ОДНООСНЫЙ КРИСТАЛЛ - ЛИНЗА»

Шостка Н.В.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: nataliya_shostka@mail.ru*

В работе предложен простой метод формирования цилиндрически поляризованных пучков, распространяющихся вдоль оптической оси одноосного кристалла. Варьируя параметры системы «кристалл - линза» изменялись расстояния между фокусами и формировались радиально и азимутально поляризованные пучки.

Ключевые слова: цилиндрически поляризованные пучки, сингулярные пучки.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время для исследователей большой интерес представляют радиально и азимутально поляризованные лазерные пучки, способные создавать крайне узкую зону фокуса [1] и формировать электрическое поле только с продольной компонентой при жесткой фокусировке [2], что позволяет их применять не только в устройствах захвата [3], но и в микроскопии, и в поляризационных приборах. Большинство существующих способов получения вышеуказанных лазерных пучков требуют особо точного расположения и юстировки оптических устройств экспериментальной установки.

В предлагаемой работе применен простой метод получения цилиндрически-поляризованных пучков, распространяющихся вдоль оптической оси одноосного кристалла. При этом поляризационные состояния таких пучков, несмотря на сложную структуру поляризации, равномерно заполняют всю сферу Пуанкаре [4]. В таких пучках при фокусировке апертурной линзой получаются два фокуса с ярко выраженными распределениями поляризации, состояния которых определяются не только топологическим зарядом, спином, но и параметрами кристалла и оптических элементов [5]. Возникает вопрос, возможно ли управлять необходимыми свойствами поляризации в таких пучках.

Целью данной работы является формирование и исследование цилиндрически поляризованных лазерных пучков после прохождения системы «одноосный кристалл - линза» с различными состояниями начальной поляризации.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Теоретические расчеты в работе проводились с учетом экспериментальной установки, изображенной на рис.1., где $L = 2,5$ м, $h = 2,5$ м, $h = 3,5$ см, $d = 4,2$ см, $z = 1$ см.

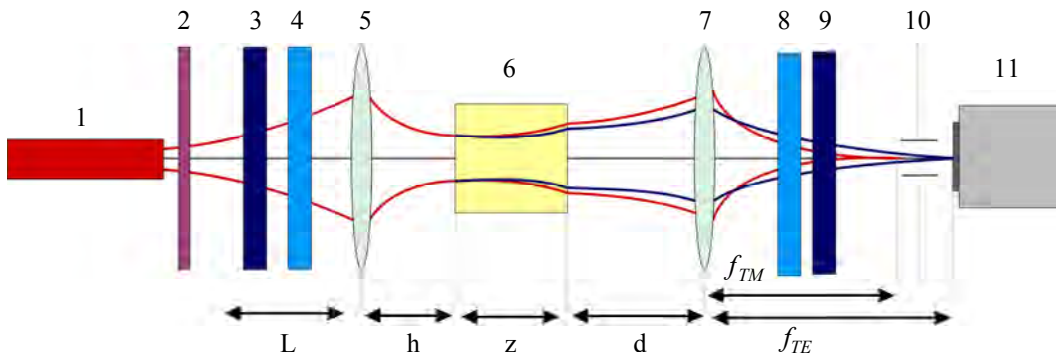


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм, 2 – компьютерно-синтезированная голограмма, 3,9 – пластинка $\lambda/4$, 4,8 – поляризатор, 5 – рассеивающая линза ($f=-50$ мм), 6 – кристалл CaCO_3 , 7-собирающая линза ($f=125$ мм), 10 – диафрагма, 11 – CCD камера.

Предположим, что право циркулярно-поляризованный параксиальный пучок фокусируется в одноосный кристалл, где он разделяется на два, обыкновенный и необыкновенный, распространяющиеся вдоль оптической оси. Обозначим первоначальное состояние пучка следующим образом: $|s \ l\rangle$. Рассмотрим два основных случая:

1. на кристалл падает право циркулярно-поляризованный сингулярный пучок с зарядом $l = -1$
2. на кристалл падает лево циркулярно-поляризованный сингулярный пучок с зарядом $l = -1$

Представим поле пучка с топологическим зарядом $l = -1$, т.е. с первоначальным состоянием $|1 \ -1\rangle$ в форме:

$$E_+ = \left\{ \left(\frac{r}{\omega_0 \sigma_0} \right) \Psi_0 + \left(\frac{r}{\omega_0 \sigma_e} \right) \Psi_e \right\} \exp(-i\varphi) \quad (1)$$

$$E_- = \left\{ \left(\frac{r}{\omega_0 \sigma_0} \right) \Psi_0 - \left(\frac{r}{\omega_0 \sigma_e} \right) \Psi_e \right\} \exp(i\varphi)$$

где $\Psi_{o,e} = (z_0 r / q_{o,e}^2) \exp[-ikn_1 r^2 / (2q_{o,e})]$, $q_{o,e} = S + f_2 q_2^{(o,e)} / (f_2 - q_2^{(o,e)})$,

$q_1 = h + d + (L + iz_0) f_1 / (f_1 + L + iz_0)$, $q_2^{(o,e)} = q_1 + (n_1 / n_{o,e}) z$ – комплексные параметры системы, $\sigma = 1 - iz / z_0$, $z_0 = kn_1 \omega_0^2 / 2$ – длина Рэлея, n_1 – показатель

преломления среды после кристалла, $n_{o,e}$ - показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, ω_0 - радиус перетяжки исходного пучка.

При этом E_+ компонента переносит единичный оптический вихрь с топологическим зарядом $l = -1$, и E_- компонента - оптический вихрь с топологическим зарядом $l = 1$.

Из записанных выражений видно, что пучок внутри кристалла представляет из себя сумму ТЕ и ТМ мод, т.е. сумму азимутально и радиально поляризованных пучков. Каждый из этих пучков характеризуется своей собственной длиной Рэлея z_o и z_e . Следовательно, эти парциальные пучки имеют, как говорилось выше, различные радиусы кривизны и текущую ширину перетяжки $w(z)$ на выходе из кристалла. Поскольку рассматриваемая оптическая система является центрированной и пучок не изменяет своей осевой симметрии при прохождении через элементы системы, воспользуемся законом ABCD для выражения (1). Различие в радиусах кривизны в фокальной плоскости дает возможность сформировать в каждой из этих фокальных плоскостей распределение поляризации, характерное для азимутально и радиально поляризованных пучков [6].

На рисунке 2 представлены два фокуса, соответствующие азимутально и радиально поляризованным пучкам, разделенных областью низкой интенсивности.

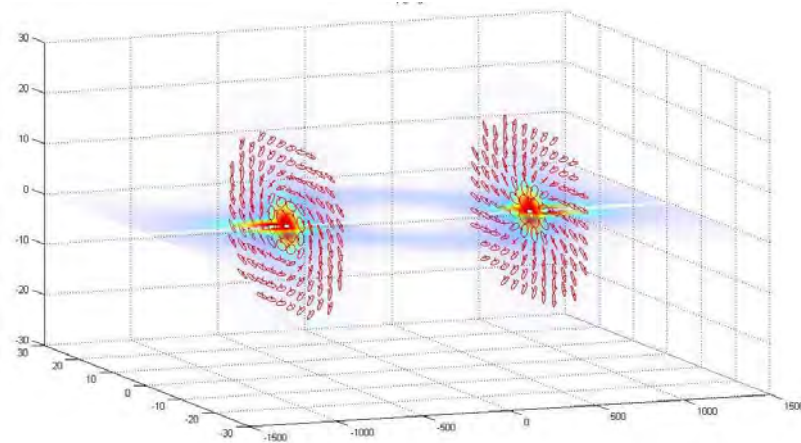


Рис. 2. Продольное сечение сфокусированного гауссова пучка, построенное на основе теоретических представлений, рассмотренных выше.

Изменим первоначальное состояние поляризации в падающем пучке следующим образом: $|1 \ -1\rangle \rightarrow |-1 \ -1\rangle$. Структура поля на выходе из кристалла изменится. При этом компоненты нового поля будут определяться как:

$$E_+ = e^{-i3\varphi} \sum_{j=0}^2 (iz_0)^{j-2} (2/j!) (r/\omega_0)^{2(j-2)} [\Psi_o/q_o^{j-2} - \Psi_e/q_e^{j-2}],$$

$$E_- = (\Psi_o + \Psi_e) e^{-i\varphi}$$
(2)

Таким образом, в данном случае E_+ компонента переносит единичный оптический вихрь с топологическим зарядом $l = -3$, и E_- компонента - оптический вихрь с топологическим зарядом $l = -1$.

На рисунке 3 представлено теоретически построенное изменение структуры поля в рассмотренных нами случаях.

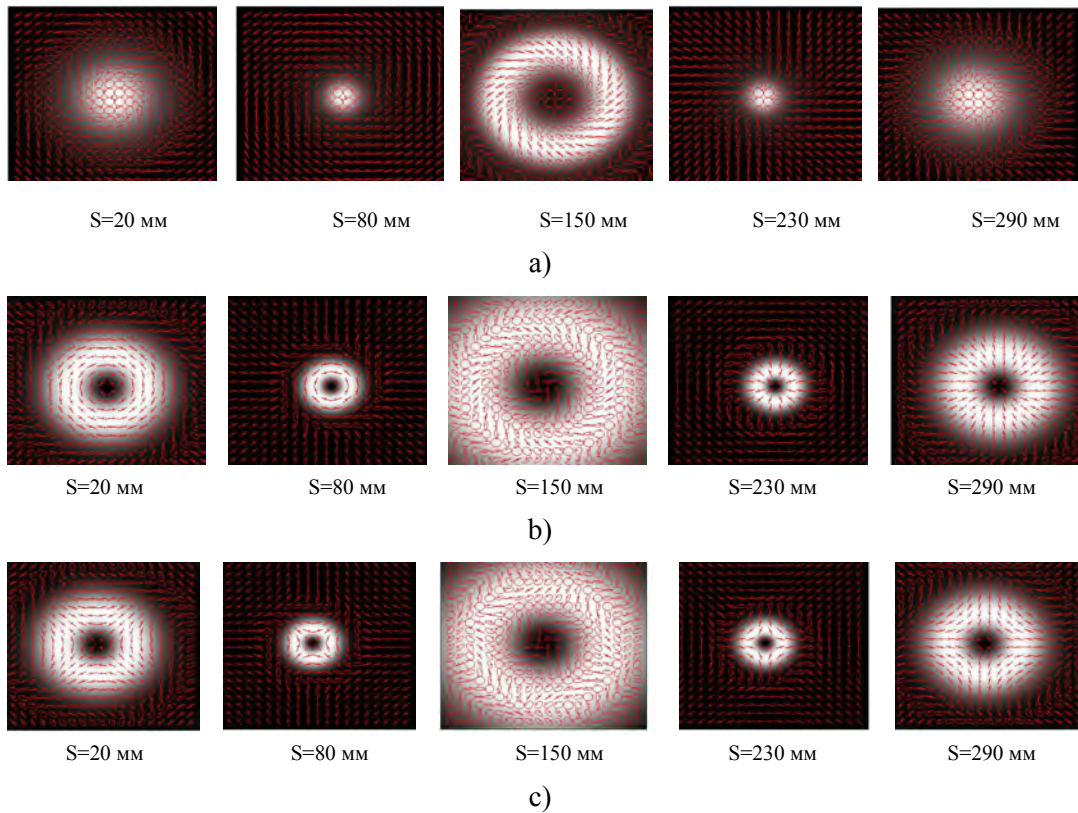


Рис. 3. Эволюция распределения поляризации на фоне распределения интенсивности в обыкновенном и необыкновенном модовых пучках: а) на кристалл фокусируется право циркулярно-поляризованный гауссов пучок, б) на кристалл падает сингулярный пучок с начальным состоянием $|1-1\rangle$, с) на кристалл падает сингулярный пучок с начальным состоянием $|-1-1\rangle$.

Необходимо отметить, что оба фокуса могут наблюдаться только при определенных параметрах системы. Критерий данного явления основан на следующих предположениях: каждый ТЕ и ТМ пучки имеют пик интенсивности в фокальной плоскости: $r_{o,e}^2 = \omega_o^2 (1 + z^2 / z_{o,e}^2)$, т.е. максимумы в обыкновенном и необыкновенном пучках будут находиться на расстоянии ΔS друг от друга. Предполагается, что два фокуса могут независимо наблюдаться при условии: $\Delta S > 2\Delta$, где $\Delta_o = \Delta_e = \Delta$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Для экспериментального изучения свойств прошедшего через кристалл пучка с различными состояниями начальной поляризации были рассмотрены три основных случая:

- на кристалл фокусируется право циркулярно-поляризованный гауссов пучок;
- на кристалл падает сингулярный пучок с начальным состоянием $|1-1\rangle$;
- на кристалл падает сингулярный пучок с начальным состоянием $|-1-1\rangle$;

Свет от гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 0,6328 \mu m$ проходил последовательно через компьютерно-синтезированную голограмму, с помощью которой формировался единично заряженный вихрь, поляризатор и пластинку $\frac{\lambda}{4}$, которые позволяли получить необходимую циркуляцию поляризации. Полученный циркулярно-поляризованный монохроматический параксиальный пучок фокусировался с помощью линзы с фокусным расстоянием $f = 30 \text{ мм}$ в одноосный кристалл. Пучок внутри кристалла представляет из себя сумму азимутально и радиально поляризованных пучков. Каждый из этих пучков характеризуется своей собственной длиной Рэлея, различными радиусами кривизны и шириной перетяжки $w(z)$ на выходе из кристалла.

Поле выходного пучка после кристалла фокусировалось с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием $f = 70 \text{ мм}$, а диафрагма вырезала необходимое поле (Рис.4, рис.5).

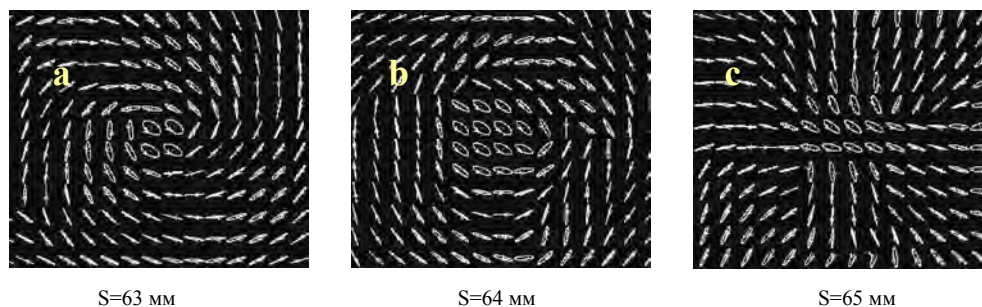


Рис. 4. Экспериментально полученные картины распределения поляризации при распространении гауссова пучка вдоль оси кристалла.

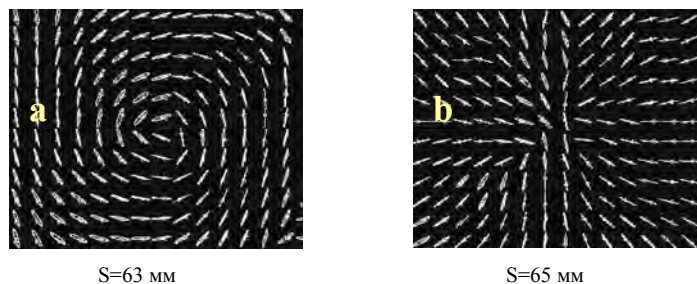


Рис. 5. Экспериментально полученные картины распределения поляризации при распространении сингулярного пучка, переносящего оптический вихрь, вдоль оси кристалла с начальным состоянием $|1-1\rangle$.

Все экспериментальные данные с хорошей степенью точности совпали с теоретическими расчетами.

Положение фокальных плоскостей определяется рядом параметров: показателями преломления обыкновенного и необыкновенного пучков n_o, n_e в кристалле, толщиной кристалла z , расстоянием линзы от выходной грани кристалла d , показателем преломления среды после кристалла n и фокусным расстоянием линзы f [7]. Изменение этих параметров по-разному влияет на фокусировку полученных пучков и их поляризационные свойства.

ВЫВОДЫ

Таким образом, варьируя параметры системы «кристалл-линза» можно менять расстояния между двумя фокусами, то есть подбором параметров фокусирующей системы можно формировать и радиально и азимутально поляризованные пучки.

Список литературы

1. Kitamura K. Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam / Kitamura K., Sakai K., Noda S. // Optics Express. – 2010. – Vol. 18. – Issue 5. – P. 4518-4525.
2. Dorn R. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam / Dorn R., Quabis S., Leuchs G. // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — Issue 23. — P. 233901-233901.
3. Novel optica trap of atoms with a doughnut beam / Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78. – P. 4713-4716
4. Fadeyeva T.A. Transverse shift of a high-order paraxial vortex-beam induced by a homogeneous anisotropic medium / Fadeyeva T.A., Rubass A.F. and Volyar A.V. // Phys. Rev. – 2009. – A. 79. – P. 053815.
5. Focusing of coherent laguerre-gaussian beams after uniaxial crystals / Rubass A.F., Egorov Yu.A., Fadeyeva T., Volyar A. // Proc. of SPIE. – 2004. – Vol. 6023. – P. 60230U -1 - 60230U-5.
6. Shvedov V. Natural shaping of the cylindrically polarized beams / Shvedov V., Fadeyeva T., Shostka N., et al. // OPTICS LETTERS. – 2010. – Vol. 35, No. 22.
7. Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals / Fadeyeva T., Shvedov V., Izdebskaya Ya., et al. // OPTICS EXPRESS. – 2010. – Vol. 18, No. 10.

Шостка Н.В. Теоретичне та експериментальне дослідження поляризованих лазерних пучків після проходження системи «одновісний кристал - лінза» / Шостка Н.В. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 120-126.

В роботі запропоновано простий метод формування циліндрично поляризованих пучків, поширених вздовж оптичної вісі одновісного кристалу. Варіюючи параметри системи «кристал - лінза» змінювались відстані між фокусами і формувались радіально та азимутально поляризовані пучки.

Ключові слова: циліндрично поляризовані лазерні пучки, сингулярні пучки.

Shostka N.V. Theoretical and experimental analysis of polarized laser beams passed the system “uniaxial crystal - lens” / Shostka N.V. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 120-126.

In this paper is used a simple method of generation of cylindrically polarized beams propagating along the optical axis of a uniaxial crystal. By varying the parameters of the system “crystal – lens” the distance between two focuses with different polarization distributions was changed, and radially and azimuthally polarized beams were formed.

Keywords: cylindrically polarized laser beams, singular beams.

Поступила в редакцію 12.04.2011 г.

УДК 537.8

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ВИХРЕТОКОВЫЙ КОНТРОЛЬ: ИНТРОСКОПИЧЕСКИЙ И МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ

*Вишневский В.Г.¹, Бержанский В.Н.¹, Козик Г.П.¹, Михайлов В.И.¹,
Панков Ф.Н.¹, Левый С.В.², Агалиди Ю.С.²*

¹Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

²НТУУ «Киевский политехнический институт», Киев, Украина

E-mail: domain@crimea.edu, sleviy@lad.org.ua

В работе рассмотрены вихретоковая интроскопия и магнитография с использованием магнитооптического датчика на основе висмутосодержащей гранатовой пленки, применительно к проводящим неферромагнитным объектам контроля. В экспериментах были использованы пленки составов $(\text{Bi}, \text{Eu}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{Bi}, \text{Tm})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$, синтезированные методом эпитаксии из жидкой фазы. Приведены блок-схемы магнитооптического интроскопа и магнитографа. Приведены параметры пленок, с использованием которых получены лучшие результаты. Получены вихретоковые магнитооптические образы дефектов в тестовых объектах контроля. Представлены фотографии этих дефектов и их магнитооптических образов, полученных при различных режимах.

Ключевые слова: магнитооптика, вихревые токи, гранатовая пленка, визуализация, магнитография.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптические (МО) преобразователи часто применяют для визуализации неоднородных магнитных полей и выявления скрытых дефектов ферромагнитных изделий [1, 2]. Однако в случае неферромагнитных материалов намагнитить объект контроля (ОК) невозможно, и в нем индуцируют вихревые токи (ВТ), которые генерируют магнитное поле, зависимое, в том числе, и от дефектов в ОК. Анализ топологии этого поля и позволяет обнаруживать дефекты в ОК.

В [3], по-видимому, впервые была предложена схема МО интроскопа, где возбуждение ВТ в ОК реализовано пропусканием переменного тока через толстую пластину-проводник (индуктор), расположенную между ОК и МО преобразователем. МО преобразователем здесь служила монокристаллическая эпитаксиальная пленка феррита-граната (ЭПФГ). Идея [3] получила развитие в [4], где индуктор ВТ – катушка-соленоид, вместе с МО преобразователем, расположена на поверхности ОК. Обработка регистрируемой видеоинформации в схеме [4] осуществлялась цифровой фильтрацией изображений в реальном времени. При этом применялся специальный видеопроцессор и проблемно-ориентированное программное обеспечение. В [5] описана схема намного более простого устройства, основанного на принципе стробоскопического освещения.

Иным направлением МО ВТ контроля является магнитографирование (МГ), т.е. запись полей рассеяния ОК, индуцированных ВТ, на промежуточный носитель (магнитную ленту), наложенный на поверхность объекта [6]. Наилучшим вариантом анализа МГ и здесь является визуализация с помощью МО преобразователя.

Несмотря на аналогичность функций, индукторы МО ВТ интроскопов и магнитографов имеют принципиально различные конфигурации. Так как для интроскопии нужно одновременно возбуждать ВТ в скин-слое по всей площади МО преобразователя, то индуктор, как правило, выполняется в виде соленоида, накладываемого на МО преобразователь. Для плоской катушки, имеющей n витков среднего радиуса r , напряженность поля H , порождаемого током I на расстоянии x , определяется соотношением

$$H_{coil} = \frac{nIr^2}{2(r^2 + x^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

где x – расстояние от торца катушки по её оси. В частном случае ($x \approx 0$)

$$H_{coil} = \frac{nI}{2r}. \quad (1a)$$

В то же время, для выполнения МГ достаточно одновременно возбуждать ВТ в относительно узком сегменте скин-слоя по ширине области записи. Поэтому МГ индуктор целесообразно выполнять в виде отрезка прямолинейного проводника. Для такого отрезка с круглым сечением (радиуса R), напряженность магнитного поля H на его поверхности ($x = 0$), определяется простой формулой

$$H_{wire} = \frac{I}{2\pi r}. \quad (2)$$

В рассматриваемых далее схемах индукторов используются различные по напряженности магнитные поля $H_{coil} \neq H_{wire}$, что обусловлено разными площадями одномоментно возбуждаемых ВТ и различными чувствительностями рабочих сред (коэрцитивностью МО преобразователя и магнитной ленты).

1. ВИХРЕТОКОВАЯ ИНТРОСКОПИЯ

На рис. 1 видно, что силовые линии магнитного поля H_0 возбуждаемого катушкой-индуктором, пронизывают ОК, зарождая в нем вихревые токи, плотность которых распределена по объекту как в зависимости от расстояния по оси катушки, по глубине, так и от внутренних неоднородностей.

Если индуктор установлен над линейным дефектом типа трещины (щели), то в плоскости ОК образуются два контура ВТ, что изменяет структуру результирующего электромагнитного поля (рис. 2). В отсутствие дефекта ВТ в объеме детали текут по круговым контурам, создавая вторичное поле H_i . Составляющая поля дефекта формируется ввиду разделения контуров, токи которых протекают вдоль краев дефекта в противоположных направлениях. Нормальная компонента поля $H_{\delta n}$ в срединной плоскости трещины имеет максимум, а тангенциальная $H_{\delta t}$ здесь равна нулю. Если дефект не пересекает контур ВТ, он практически не создает поля рассеяния и не обнаруживается при конструкции индуктора в виде катушки. Таким дефектом в металле может быть, например, уединенная пора.

МО преобразователь, расположенный на ОК (рис. 1) и чувствительный только к полю вдоль оси индуктора, должен регистрировать суммарное поле

$$H = H_0 - H_i + H_{\delta n}. \quad (3)$$

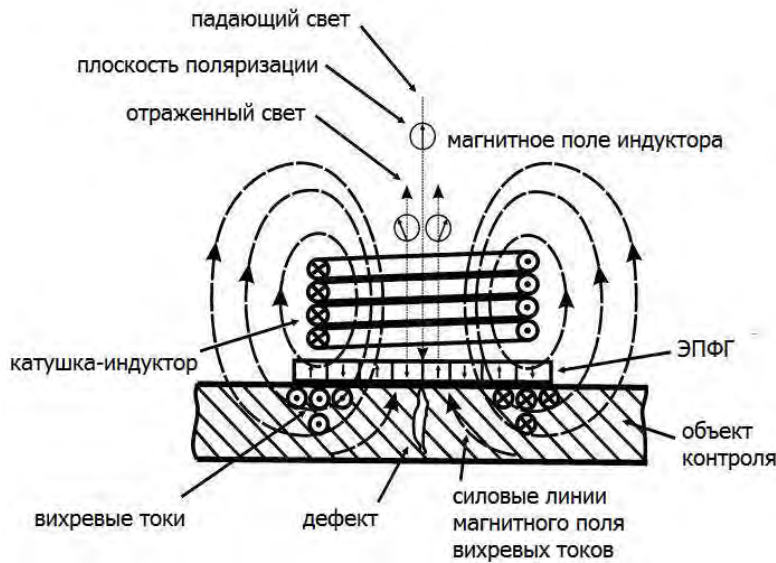


Рис. 1. Принцип действия соленоидального индуктора ВТ.

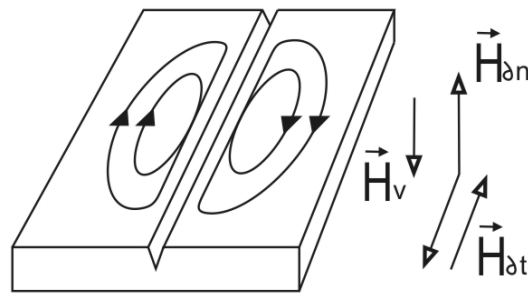


Рис. 2. Разделение контуров вихревых токов линейным дефектом.

ЭПФ с одноосной (перпендикулярной) анизотропией может служить таким преобразователем, ибо детектируемое им поле будет направлено вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Тогда равновесная доменная структура (ДС) пленки, в случае если суммарное внешнее магнитное поле меньше поля насыщения H_s , но превышает величину ее коэрцитивности H_c , выстроится адекватно пространственному распределению внешнего поля, отображая конфигурацию полей рассеяния дефектов в ОК. В зонах, внутри контура которых $|H| > |H_s|$, реакция преобразователя будет отсутствовать. МО контраст в картине распределения ДС возникает в отраженном поляризованном свете (рис. 1) благодаря эффекту Фарадея.

В индукторе генерируют переменный ток (обычно синусоидальный), и ДС ЭПФ реагирует на создаваемое поле при его нарастании, либо убывании. После того момента, когда ДС входит в насыщение и становится монодоменной ($H = H_s$), распределение поля рассеяния дефекта в ОК перестает отображаться; информация о

его МО образе теряется. Поэтому важной составляющей принципа действия стробоскопического МО интроскопа является правильный выбор момента и длительности экспозиции. Видеосистема или осветитель должны обеспечивать регистрацию изображений ДС лишь в определенные моменты времени. Если осветитель (например, светодиод) функционирует как в моменты роста, так и в моменты спада тока в индукторе, картины ДС ЭПФГ окажутся инверсными. Это неизбежно вызовет потерю МО контраста.

В сравнении с синусоидальным режимом питания индуктора импульсный режим позволяет снизить амплитуду рабочего напряжения и повысить частоту генерации ВТ и вспышек освещения. При этом оказывается возможным повысить интенсивность света, и, следовательно, яркость и контраст изображений только за счет импульсного режима работы светодиода.

Блок-схема интроскопа, использовавшегося в описываемых экспериментах, приведена на рис. 3. Она несколько отличается от устройства, описанного в [5].

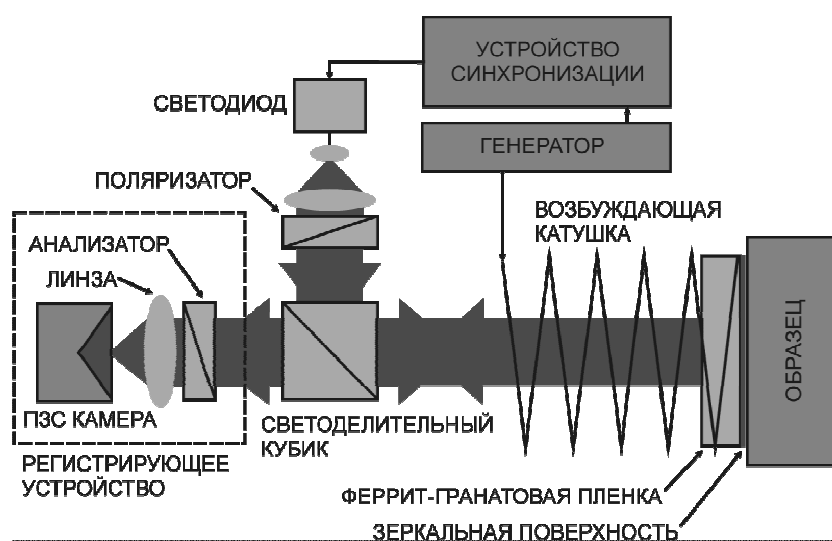


Рис. 3. Блок-схема ВТ МО интроскопа.

Оптическая часть включала систему освещения и построения изображений в отраженном поляризованном свете. В качестве поляризатора и анализатора применены обычные дихроичные поляриды, а линза объектива формировала пятикратно увеличенное изображение ДС ЭПФГ на матрице CCD. Ввод видеок кадров в компьютер осуществлялся посредством USB-CCD камеры с разрешением 1,3 Мпс и чувствительностью 0,1 лк. В качестве осветителя применялся мощный светодиод с белым излучением. Коллимация излучения и его равномерность обеспечивались линзой с матовой поверхностью.

В экспериментах были использованы ЭПФГ составов $(\text{Bi, Eu, Lu})_3(\text{Fe, Ga, Al})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$, синтезированные методом эпитаксии из жидкой фазы на монокристаллических подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ кристаллографической ориентации

(111) со стандартным параметром решетки $12,383 \text{ \AA}$. Поле эффективной одноосной анизотропии образцов пленок $H_k > 240 \text{ кА/м}$, поле насыщения $H_s < 3,6 \text{ кА/м}$, толщина эпитаксиального слоя $h = 5-6 \text{ мкм}$, период собственной (равновесной) ДС $2w = 20-45 \text{ мкм}$. Коэрцитивность пленок H_c не превышала значений $0,056 \text{ кА/м}$. Суммарное вращение Фарадея θ на длине волны света $0,63 \text{ мкм}$ составило $6,5-8,50^\circ$. В качестве зеркально-защитного слоя на контактную поверхность пленок методом напыления в вакууме было нанесено устойчивое к износу композиционное покрытие Cr+TiN толщиной $1,5 \text{ мкм}$.

Источником прямоугольных импульсов служил программируемый микроконтроллер, вырабатывающий два сигнала: один сигнал усиливался и преобразовывался для питания индуктора, другой – для подачи короткого стробирующего импульса на светодиод. Прошивкой контроллера выбирались частота тока в индукторе, момент и длительность стробирования.

Генерация импульсов обеспечивалась синхронно на усиливающие модули светодиода и управления драйвером усилителя мощности. Импульсы синхронно перестраивались вместе с током индуктора в диапазоне $f = 0,3-45 \text{ кГц}$. Сигнал на строб светодиода менял длительность в пределах от $1,37$ до 30 мкс . Положение (фаза) строба, его длительность и частота сохранялись в энергонезависимую память для восстановления при каждом последующем включении устройства. Усилитель мощности был собран на двух полевых транзисторах, функционирующих в ключевом режиме. Для получения синусоидального напряжения последовательно с выходным трансформатором подключен набор ёмкостей, определяющих резонансную частоту колебаний. Во вторичную обмотку трансформатора подключался индуктор. Число витков в его катушке варьировалось от 200 до 250 , расчетный ток в ее цепи – до 5 А .

Тестовыми ОК (см. рис. 4) служили наборы калибровочных щелей с дискретно меняющимся зазором ($0,1-1 \text{ мм}$), выполненных в полированных пластинах толщиной 1 мм из нержавеющей стали и алюминиевого сплава.

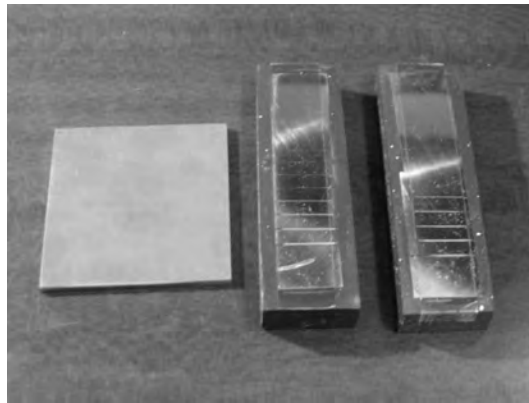


Рис. 4. Тестовые ОК: сварные пластины и калибровочные щели.

Кроме того, изучались МО ВТ образы бездефектных сварных швов в более толстых пластинах (5 мм) из тех же материалов. МО ВТ образы, полученные экспериментально, представлены на рис. 5 и 6.

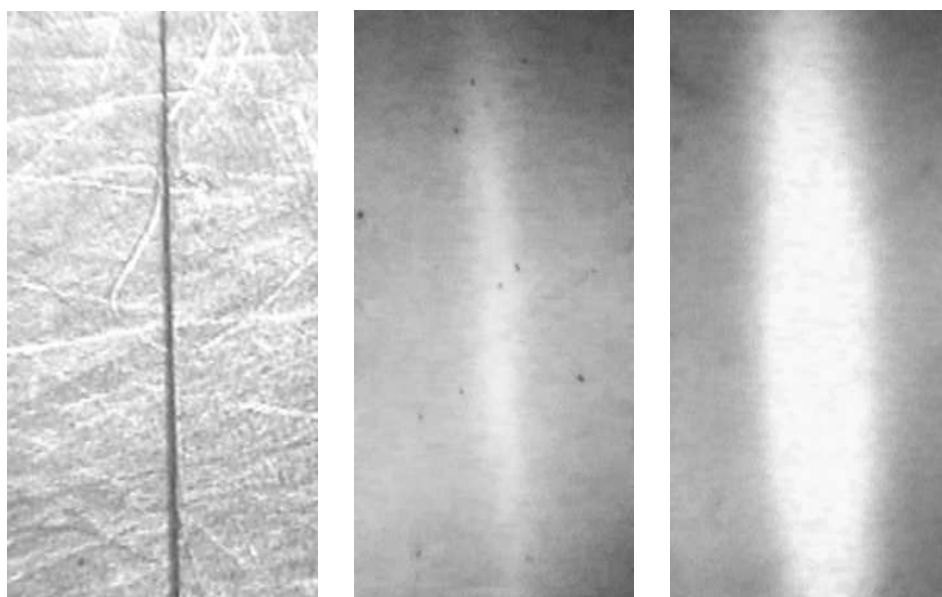


Рис. 5. Изображение 0,1 мм щели в алюминии (слева) и два последовательных МО ВТ образа при двукратном росте тока в индукторе. Частота 13 кГц.



Рис. 6. Эффект последовательной смены амплитуды тока в индукторе при получении МО ВТ образа щели в нержавеющей стали. Частота тока 11 кГц.

Как видно, МО ВТ образ отличается от реальных дефектов тестовых ОК некоторым «размытием». Эксперимент показал, что степень «размытия» коррелирует с частотой тока в индукторе. Роль амплитуды тока при этом неоднозначна: с ее ростом яркость и контраст ВТ образа ОК вначале увеличиваются, а затем уменьшаются. Поскольку регистрируемые устройством изображения зависят от интерференции частот видеоразвертки и импульсов освещения, вероятно, было бы целесообразно применить CCD-камеру с функцией управления электронным затвором. Это позволило бы подбирать частоту следования видеокadres соответственно частоте тока в индукторе. При отборе ЭПФГ лучшие результаты были получены на образцах с минимальной величиной H_s (т.е. с наибольшим периодом ДС; $2w = 45$ мкм). МО ВТ образы сварных швов с помощью интроскопа получить не удалось.

Очевидно, можно расширить возможности интроскопа за счет индуктора, имеющего рамочную конструкцию. Можно также применить принцип вращающегося поля, как это предложено в [6]. Тогда станет возможным выявлять в ОК аксиально-симметричные дефекты типа отверстий.

2. ВИХРЕТОВАЯ МАГНИТОГРАФИЯ

На рис. 7 видно, что силовые линии магнитного поля $H_{exc}(t)$, возбуждаемого отрезком проводника (индуктором) с переменным током $I_{exc}(t)$, пронизывают образец, зарождая в нем вихревые токи $I_{EC}(t)$, плотность которых распределена по образцу в зависимости от формы и расположения проводника и от неоднородностей в ОК.

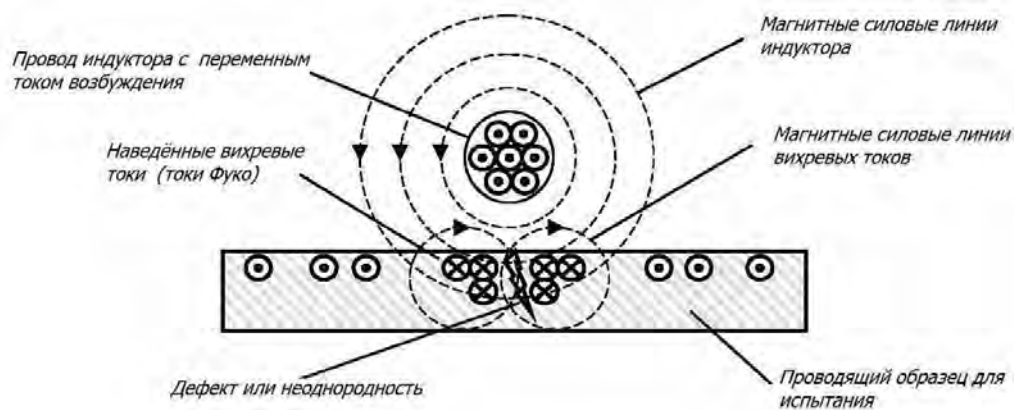


Рис. 7. Принцип действия прямолинейного индуктора ВТ.

Если индуктор установлен над бездефектной областью ОК, то в скин-слое ОК образуются зеркально-симметричные контуры ВТ с максимальной плотностью тока по оси симметрии (рис. 8а). При положении индуктора над дефектом произвольной формы, траектории ВТ искривляются по законам Ома и Кирхгофа, что существенно меняет структуру результирующего электромагнитного поля (рис. 8б), являющегося суперпозицией поля индуктора $H_{exc}(t)$ и магнитного поля ВТ $H_{EC}(t)$.

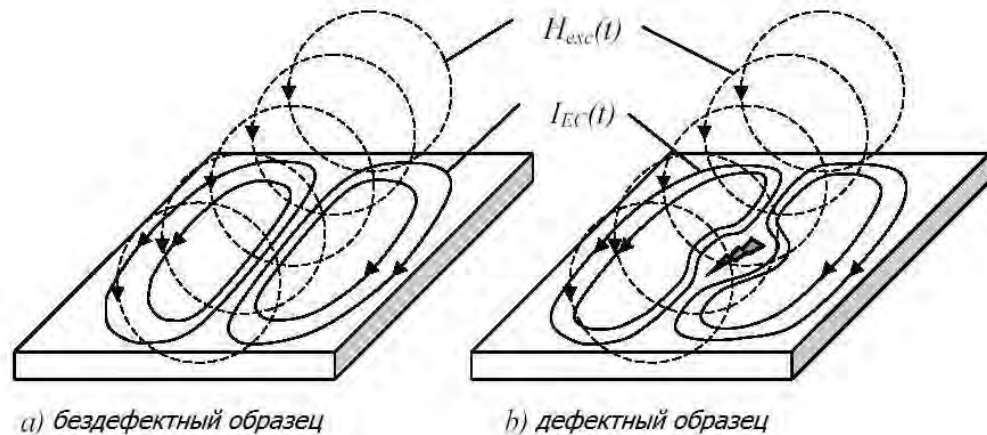


Рис. 8. Разделение контуров вихревых токов точечным дефектом.

Магнитная лента, предварительно зафиксированная на поверхности ОК, регистрирует пространственно-неоднородное магнитное поле над поверхностью ОК и, в результате продольного сканирования индуктора, сохранит в виде МГ ВТ образ неоднородностей и дефектов ОК. Так как лента гибкая и проводник индуктора тоже может быть сделан гибким и располагаться на упругом основании (как пружинящая опора на рис. 9), это позволяет контролировать поверхности сложного профиля. Напряженность поля вокруг проводника с током (как и плотность ВТ) обратно пропорциональна удаленности от него x и для бесконечно длинного и тонкого проводника определяется в соответствие с формулой Био-Савара-Лапласа

$$H_{exc}(t) = \frac{I_{exc}(t)}{2\pi x} \quad (4)$$

Гибкость проводника индуктора обеспечивает эквидистантность от ОК при минимальном значении x , чем поддерживается высокая амплитуда $H_{exc}(t)$ на всей поверхности ОК.

Кроме того, т.к. напряженность поля рассеяния дефекта линейно зависит от напряженности на поверхности $H_{ECmax}(t)$ и нелинейно - от размеров дефекта λ и удаленности y :

$$H_{EC}(t) = H_{ECmax}(t) \cdot e^{-\frac{2\pi y}{\lambda}} \quad (5)$$

Гибкость ленты обеспечивает эквидистантность от ОК при минимуме удаленности y , что, в свою очередь, поддерживает высокую и равномерную амплитуду $H_{EC}(t)$ в ферромагнитном слое ленты.

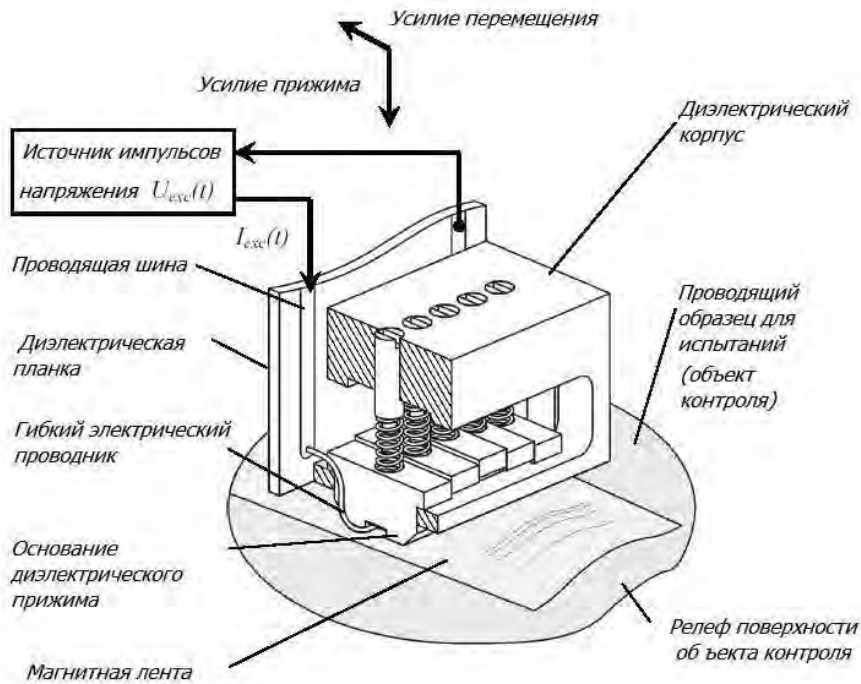


Рис. 9. Устройство прямолинейного индуктора ВТ.

Конструктивные особенности описываемого индуктора обеспечивают низкую индуктивность нагрузки L . Поэтому оказывается малой постоянная времени эквивалентной схемы (RL -цепи) индуктора $\tau = L / R$ (где L – индуктивность, а R – активное сопротивление выходной цепи), что дает возможность работы на высоких частотах с крутыми фронтами $I_{exc}(t)$ и индуцировать мощные высокочастотные импульсы ВТ $I_{EC}(t)$. На рис. 10 приведен отклик тока в индукторе $I_{exc}(t)$, на напряжение возбуждения $U_{exc}(t)$ в виде последовательности прямоугольных импульсов, согласно выражению:

$$I_{exc}(t) = \frac{U_o}{R} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (6)$$

Отклик ВТ на рис. 10 получен, с учетом (5), как производная от функции (6) тока возбуждения $I_{exc}(t)$, протекающего в индукторе.

Блок-схема МО ВТ магнитографа приведена на рис. 11. Технологический процесс контроля содержит четыре последовательных операции (шаг и 1-4): запись МГ, передача МГ на МО визуализацию, МО визуализация МГ, анализ МО изображений и принятие дефектоскопического решения.

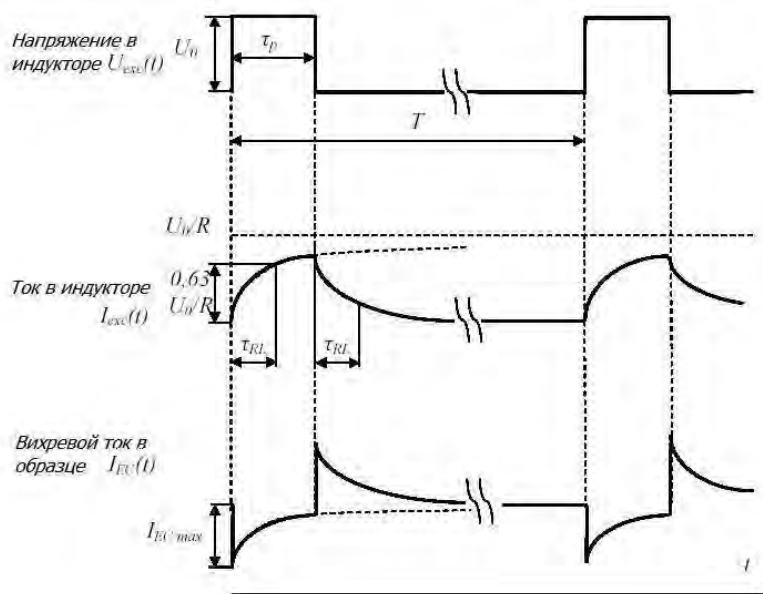


Рис. 10. Отклик тока в индукторе и ВТ на напряжение возбуждения в виде последовательности прямоугольных импульсов.

Устройство записи МГ выполнено на основе описанного выше индуктора ВТ и оснащено приводом для сканирования поверхности и системой фиксации ленты. Устройство МО визуализации, в значительной мере соответствует рис. 3, но отличается наличием приводов пошагового перемещения и прижима ленты. Последовательность частично перекрывающихся МО образов, формируемая CCD-камерой в последовательность перекрывающихся кадров, вводится в РС и программно сшивается в панорамную сшивку, используемую для дальнейшего анализа.

В экспериментах использовались устройства, принадлежности и материалы со следующими характеристиками. Для МГ применена металлическая лента для продольной записи: остаточная магнитная индукция $B_r = 0,08\text{Тл}$; максимальная остаточная намагниченность $M_r \text{ max} = 64\text{кА/м}$; коэрцитивность $H_c = 32\text{кА/м}$; параметры насыщения $H_s = 80\text{кА/м}$, $B_s = 0,1\text{Тл}$; ширина 1дюйм; толщина 15мкм. Проводник индуктора ВТ выполнен из жилы электротехнической меди $\varnothing 0,8\text{ мм}$ общей длиной 40 мм и длиной прямолинейной в исходном положении рабочей части 25 мм. Параметры источника напряжения возбуждения $U_{exc}(t)$ - периодическая последовательность униполярных прямоугольных импульсов с амплитудой $U_0 = 14\text{-}16\text{В}$, длительностью $\tau = 0,2\text{-}0,3\mu\text{с}$ и периодом $T = 1\text{мс}$ (скважность последовательности $q = T/\tau = 5000\text{-}3000$). Мгновенная скорость сканирования $V_{scan\text{ МГ}} \leq 50\text{ мм/с}$.

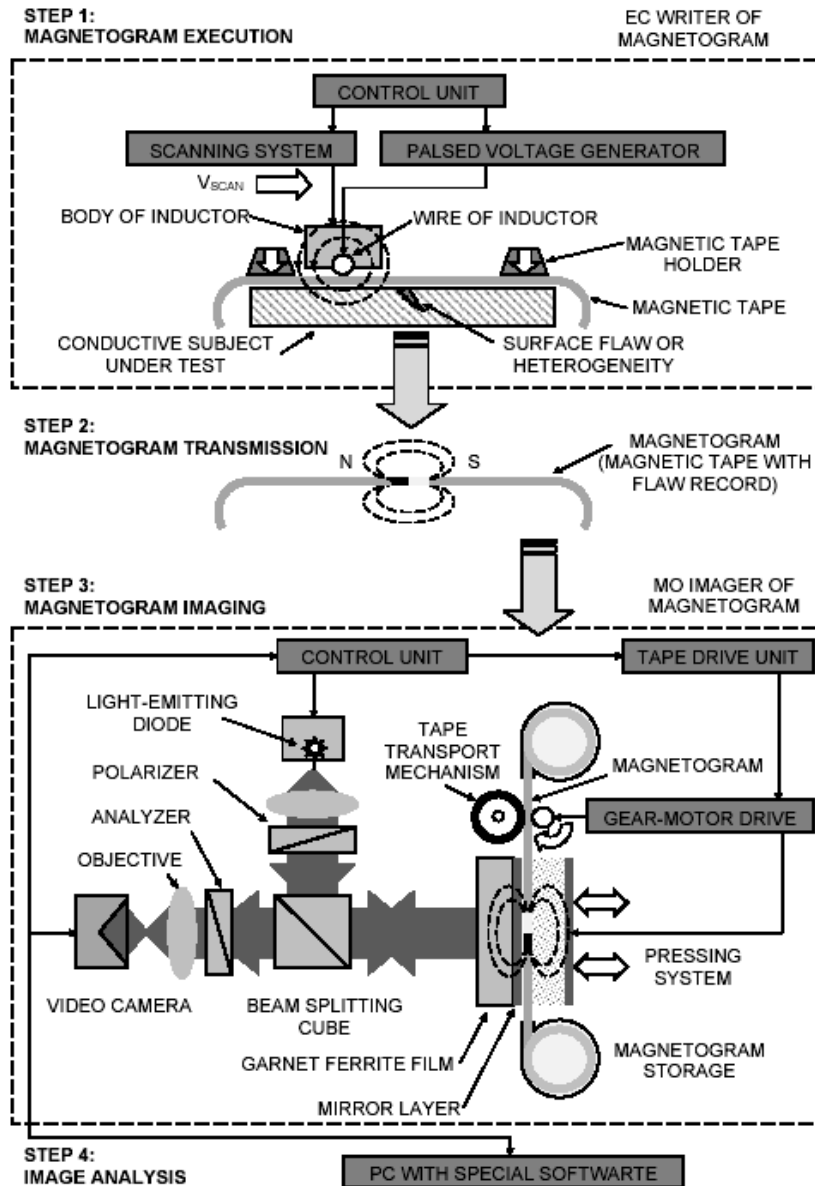
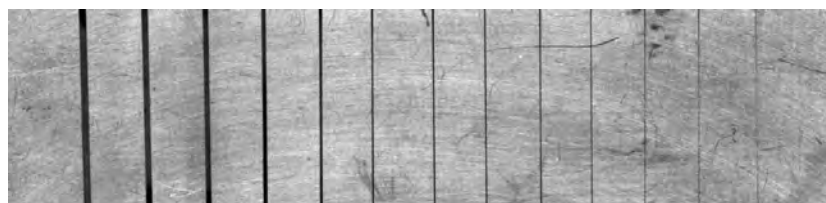


Рис. 11. Блок-схема МО ВТ магнитографа.

В качестве осветителя применялся мощный светодиод с оранжевым излучением. CMOS-видеокамера форматом кадра 1280 x 1024 при поле зрения 20 x 15 mm обеспечивала физический размер точки изображения 16 мкм.

В качестве тестовых применялись уже описанные выше ОК (рис. 4).

Полученные экспериментальные результаты представлены на рис. 12-13.



a)



b)

Рис. 12. Изображение (a) и МО образ ВТ МГ (b) для калибровочных щелей 560-10 μm в алюминиевом сплаве.



a)



b)

Рис. 13. Изображение (a) и МО образ ВТ МГ (b) для калибровочных щелей 500-40 μm в нержавеющей стали.

Как видно из изображений рис. 12-13, МГ метод и средства МО визуализации МГ ВТ обладают достаточной чувствительностью для выявления дефектов типа щелей (трещин) с зазором до 10 мкм для алюминиевых сплавов и до 40 мкм для нержавеющей сталей. МО ВТ образ, как и в случае с интроскопом (рис. 5-6), отличается от реальных размеров дефекта в ОК некоторым «размытием», что объяснимо искривлением траекторий ВТ контурами дефекта (рис. 8-9). ВТ образ ОК из нержавеющей стали (рис. 13) уступает по МО контрасту алюминиевому ОК (рис. 12), что, вероятно, является следствием различий электропроводности ОК.

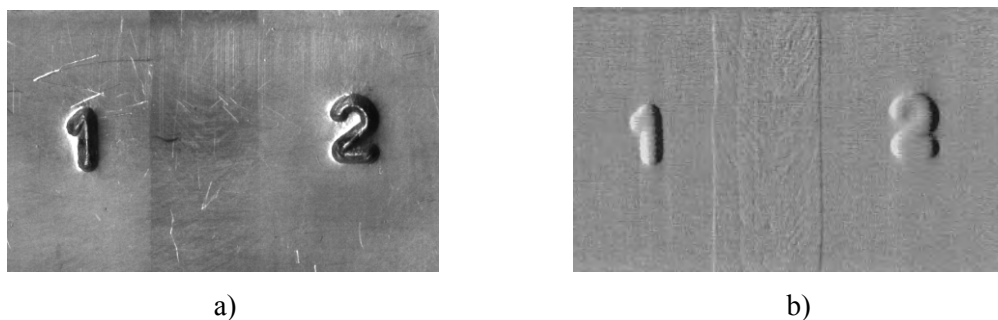


Рис. 14. Изображение (а) и МО ВТ образ МГ (b) бездефектного сварного шва в алюминиевом сплаве.

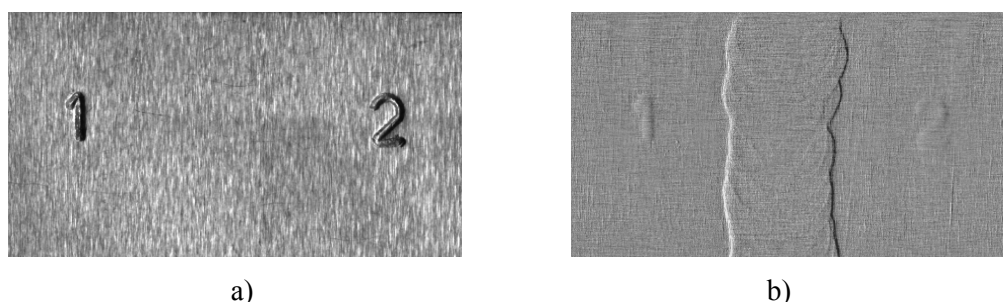


Рис. 15. Изображение (а) и МО ВТ образ МГ (b) бездефектного сварного шва в нержавеющей стали.

Экспериментальные исследования бездефектных сварных швов (рис. 14-15) демонстрируют высокую чувствительность МГ метода и средств МО визуализации в отношении структурных неоднородностей материала поверхностного слоя. Для обоих типов ОК МО ВТ образы уверенно выявляют кромки сварных швов и просматривается их структура.

ВЫВОДЫ

Магнитооптические вихретоковые интроскопы, как контрольно-диагностическое оборудование для работы в реальном времени и записью информации непосредственно на МО преобразователь, целесообразно использовать для исследования динамических процессов и выполнения оперативного управления, например: исследования напряженно-деформированного состояния конструкций, дефектоскопическом мониторинге опасных производств и критических процессов.

Магнитооптические вихретоковые магнитографы, как оборудование с промежуточной записью информации и переносом ее на МО преобразователь, более эффективно может быть применено для исследования последствий статических и динамических процессов, диагностики текущего дефектоскопического состояния и выполнения прогнозирования, например: исследования остаточных внутренних напряжений и дефектов конструкций, прогнозирования образования и роста трещин, оценки остаточного ресурса.

Список литературы

1. Diraison Y.Le. Rotating field eddy current imaging for the non-destructive evaluation of buried and oriented defects in riveted lap-joints / Diraison Y.Le, Joubert P.Y. // Sensor Letters. – 2009. – Vol. 7, No 3. – P. 406-411.
2. Application of magneto-optic method for real-time visualization of eddy current with high spatial resolution for nondestructive testing / Radtke U., Zeilke R., Rademacher H. et al. // Optics and Lasers in Engineering. – 2001. – Vol. 36. – P. 251-268.
3. Абакумов А.А. Магнитная интроскопия / Абакумов А.А. – М. «Энергоатомиздат», 1996. – 272 с.
4. Magneto-Optic/Eddy Current Imaging of Aging Aircraft: A New NDI Technique / Fitzpatrick G.L., Thome D.K., Skaugset R.L. et al. // Materials Evaluation. – 1993. – Vol. 51, No. 12. – pp. 1402-1407.
5. Final report DOT/FAA/AR-97/37. Development of an improved magneto optic/eddy current imager. – Office of Aviation Research, Washington DC, 20591. –1998.
6. U.S. Patent 5648720, G01N27/82, G01R33/12. Apparatus and method for producing a magnetic image of a conductive pattern using eddy currents / Yarmchuk E.J. – July 1997.
7. International application No. PCT/UA2009/000029, G01N27/00, G01N27/82. Inductor of eddy currents for magnetic tape testing and scanner based thereon / Agalidi Yu., Levyi S., Shumsky I. – 01 July 2009.
8. Levy S.V. Magnetic field topographical survey by space-time light modulators / Levy S.V., Ostrovsky A.S., Agalidi Yu.S. // Proc. International Conf. “Holography, Correlation Optics and Recording Materials” SPIE. – Ukraine, Chernovtsy, 1993. – Vol. 2108. – P. 142-146.
9. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники / Бессонов Л.А. – М.: «Высшая школа», 1973. – 752 с.
10. Щербинин В.Е. Магнитный контроль качества металлов / Щербинин В.Е., Горкунов Э.С. – Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 1996. – 265 с.
11. Visualizer of Magnetic Protection of Securities and Banknotes / Vishnevskii V.G., Berzhansky V.N., Nedviga A.S., and Nesteruk A.G. // Sensor Letters. – 2009. – Vol. 7, No. 3. – P. 1-4.
12. 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.

Вишневецький В.Г. Магнітооптичний вихрострумний контроль: інтроскопічний та магнітографічний методи / Вишневецький В.Г., Бержанський В.Н., Козик Г.П., Михайлов В.І., Панков Ф.М., Левий С.В., Агаліді Ю.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 127-140.

У роботі розглянуті вихрострумна інтроскопія та магнітографія з використанням магнітооптичного датчика на основі гранатової плівки зі змістом вісмуту, стосовно провідників неферомагнітних об'єктів контролю. В експериментах були використані плівки складів $(\text{Bi,Eu,Lu})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ і $(\text{Bi,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$, які синтезовані методом епітаксії з рідкої фази. Наведено блок-схеми магнітооптичного інтроскопа та магнітографа. Наведено параметри плівок, з використанням яких отримано найкращі результати. Отримано вихрострумні магнітооптичні образи дефектів у тестових об'єктах контролю. Представлені фотографії цих дефектів і їх магнітооптичних образів, отриманих при різних режимах.

Ключові слова: магнітооптика, вихрові струми, гранатова плівка, візуалізація, магнітографія.

Vishnevskii V.G. Magneto-optical eddy current control: methods of introscopy and magnetography / Vishnevskii V.G., Berzhansky V.N., Kozik G.P., Mikhailov V.I., Pankov F.M., Levyi S.V., Agalidi Yu.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2. – P. 127-140.

In this paper the eddy current introscopy and magnetography with using magneto-optical sensor on basis of bismuth garnet films are considered as applied to conducting non-ferromagnetic objects of control. In the experiments we used films of $(\text{Bi,Eu,Lu})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ and $(\text{Bi,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ synthesized by liquid phase epitaxy method. A block schemes of the magneto-optical introscope and magnetograph are show. Films parameters, which are used to get the best results are presented. It is obtained eddy current magneto-optical images of defects in the test objects of control. Photos of these defects and their magneto-optical images obtained under different conditions are presented.

Keywords: magneto-optics, eddy currents, garnet film, visualization, magnetography.

Поступила в редакцію 16.09.2011 г.

УДК 537.62

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОРСИОННО НАПРЯЖЕННОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Попов В.В.^{1}, Гомонай Е.В.², Бержанский В.Н.¹, Бойко В.А.¹*

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

² *Национальный технический университет Украины «КПИ», Киев, Украина*

* *E-mail: slavapop@gmail.com*

Экспериментально исследовано влияние постоянного тока на эффект гигантского магнитного импеданса в аморфных микропроводах в диапазоне сверхвысоких частот. Показано, что в проводах с наведенным геликоидальным типом анизотропии в зависимости от величины постоянного тока возможны два различных механизма перемагничивания. При малых токах перемагничивание сопровождается необратимыми процессами смещения и магнитным гистерезисом. При величине тока, превышающей некоторое пороговое значение, перемагничивание происходит только за счет процессов вращения.

Ключевые слова: аморфные микропровода, гигантский магнитный импеданс, геликоидальная анизотропия.

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные магнитные провода, получаемые методом Улитковского-Тейлора, представляют собой металлическую жилу диаметром от одного до нескольких десятков микрометров, покрытую стеклянной оболочкой [1]. Аморфные микропровода обладают рядом уникальных свойств, которые делают их перспективными для широкого круга практических приложений. В частности, в микропроводах наблюдается эффект гигантского магнитного импеданса (GMI), который заключается в сильной зависимости высокочастотного сопротивления от постоянного магнитного поля [2]. Экспериментально эффект GMI наблюдается в широком диапазоне частот от десятков килогерц до 40 ГГц [3], причем в зависимости от частоты физические механизмы, отвечающие за эффект GMI, могут быть различными [4].

Статические магнитные свойства провода определяются магнитоупругими взаимодействиями. Механические напряжения в проводе появляются на этапе производства, вследствие разной скорости застывания металлической жилы и стеклянной оболочки. Распределение компонент тензора остаточных упругих напряжений по радиусу провода имеет сложный характер. В случае проводов на основе сплавов с отрицательным знаком константы магнитострикции реализуется следующее равновесное распределение намагниченности. В приповерхностной области провода намагниченность направлена по касательной к поверхности цилиндра перпендикулярно к его оси, в центральной области металлической жилы – направление намагниченности совпадает с осью провода, т.е. аксиальное. Внешние

механические напряжения изменяют равновесное распределение намагниченности и магнитные свойства провода [5], что, в свою очередь, изменяет GMI-отклик провода.

Наряду с механическими напряжениями существенное влияние на эффект GMI оказывает постоянный электрический ток [6-10], который создает дополнительное циркулярное магнитное поле и приводит к несимметричному эффекту GMI. В работах [7, 8] несимметричный характер кривых GMI при приложении тока объясняется на примере модели, полученной в предположении одноосного характера эффективного поля магнитоупругой анизотропии. К сожалению, указанная модель имеет ограниченное применение и не в состоянии описать магнитный гистерезис и скачки намагниченности вблизи нулевого магнитного поля.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния постоянного тока на эффект GMI в торсионно напряженном аморфном микропроводе. Анализ полученных зависимостей позволяет предложить модель, качественно описывающую процесс перемагничивания провода.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТА GMI ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

В диапазоне сверхвысоких частот измерения проводились с помощью волноводной методики, аналогичной [11]. Метод основан на измерении зависящего от импеданса коэффициента отражения от микропровода. Для измерения влияния на эффект GMI механических напряжений и постоянного тока была изготовлена ячейка, схематически изображенная на рис. 1. Держатель провода представляет собой волноводный фланец длиной около одного сантиметра, за которым следует металлический короткозамыкатель.

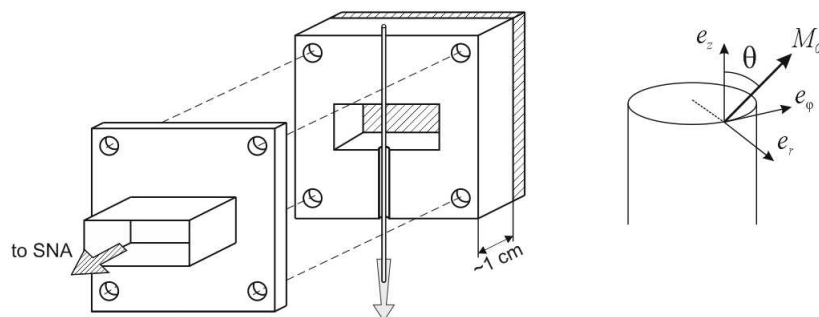


Рис. 1. Волноводная измерительная ячейка и выбор осей цилиндрической системы координат.

Провод припаивается к одной из сторон фланца для обеспечения механического и электрического контакта. Для минимизации краевых эффектов [12] точка закрепления провода выбирается на краю фланца на максимальном удалении от раскрытия окна волновода. С другой стороны фланца сделан пропил, через который провод выходит за пределы волновода. К свободному концу провода могут

быть приложены аксиальные и вращательные механические напряжения. Также через провод может пропускаться постоянный ток от внешнего источника питания. Держатель вместе с проводом помещались во внешнее магнитное поле, изменяющееся с частотой около 20 Гц и амплитудой до 50 Ое.

Измерения проводились на образце микропровода (#4918), имеющем номинальный состав $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.4}B_{11.5}Si_{14.5}Mo_{1.7}$. Диаметр металлической жилы провода составляет 25 мкм, общий диаметр – 30 мкм, длина образцов микропровода, использовавшихся для измерений составляла около 10 см. Провод, согласно паспорту производителя, имеет отрицательную константу магнитоупругости, $\lambda_s \sim -10^{-7}$.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости GMI в проводе с геликоидальным типом анизотропии для двух значений постоянного тока. Геликоидальная анизотропия возникает в проводе за счет дополнительных аксиальных и торсионных напряжений, обеспечиваемых грузом массой 20 грамм и закручиванием провода на 18 оборотов. Кривым со сплошными маркерами соответствует изменение внешнего магнитного поля от -50 Ое до +50 Ое, кривым с пустыми маркерами – изменение поля в обратном направлении.

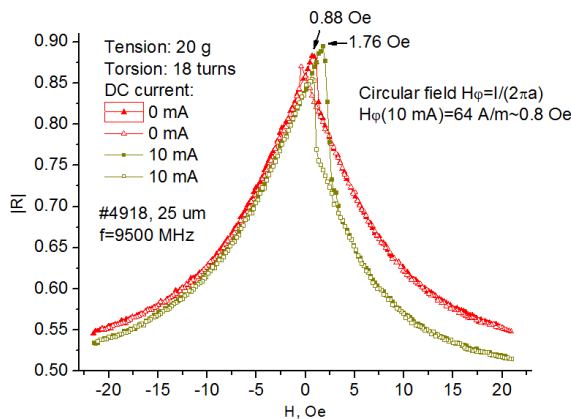


Рис. 2. Изменение коэрцитивной силы под действием постоянного тока.

В отсутствие тока кривые GMI являются симметричными с гистерезисом вблизи поля 0 Ое. Из рисунка видно, что симметричные кривые при токе 0 мА переходят в несимметричные зависимости при токе 10 мА. Постоянный ток, протекающий по проводу, создает циркулярное поле, которое вносит свой вклад в процесс перемангничивания. На рисунке также приведены соответствующие значения поля, при котором происходит скачок при намагничивании в положительном направлении: при токе 0 мА критическая величина поля составляет 0.88 Ое, а при токе 10 мА – 1.76 Ое. Разность между этими величинами имеет тот же порядок, что и эффективное поле Эрстеда, создаваемое постоянной составляющей тока на поверхности образца. Так, ток в 10 мА создает на поверхности провода диаметром 25 мкм поле порядка 0.8 Ое.

На рис. 3 собраны экспериментальные кривые, полученные для провода с меньшим значением магнитоупругой анизотропии, наведенной внешними воздействиями. Для этого провод был закручен на 4 оборота, а аксиальное напряжение создавалось грузом с массой 15 грамм. При этом следует ожидать, что легкая ось в приповерхностной области лишь незначительно отклонится от циркулярного направления. На рисунке сплошным кривым соответствует изменение внешнего магнитного поля от -50 Oe до $+50$ Oe, кривым с пустыми маркерами – в обратном направлении.

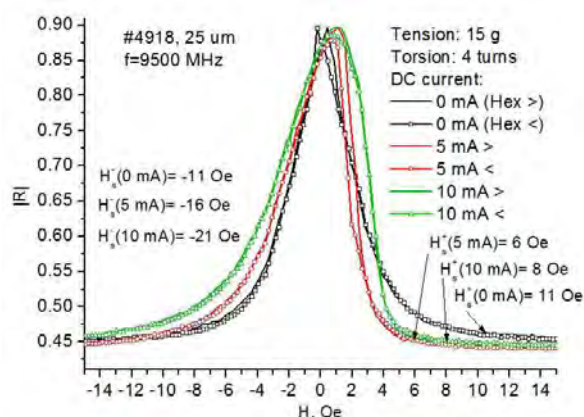


Рис. 3. Изменение механизма перемагничивания, вызванное постоянным током.

В этом случае наблюдаются два возможных типа ГМИ зависимостей.

В первом случае, сравнивая кривые для токов 0 мА и 5 мА, можно видеть, что аналогично представленным на рис. 2 кривым, наблюдается изменение коэрцитивной силы, т.е. поля, при котором происходит необратимый скачок. При этом по-разному изменяется поле насыщения при намагничивании положительным и отрицательным полем. По сравнению с полем насыщения при токе 0 мА, поле насыщения для кривой 5 мА при намагничивании положительным полем уменьшается приблизительно на 5 Oe, тогда как при перемагничивании в противоположную сторону поле насыщения увеличивается, т.е. провод становится более магнитожесткости.

Во втором случае, с увеличением тока до 10 мА кривые ГМИ остаются несимметричными, но магнитный гистерезис и необратимые скачки на экспериментальных зависимостях не наблюдаются. При этом дальнейшее увеличение тока приводит к увеличению поля насыщения при перемагничивании и в одном, и в другом направлениях.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Импеданс магнитного микропровода в диапазоне сверхвысоких частот.

Выражение для зависимости импеданса провода на сверхвысоких частотах получается [4, 14] на основе решения системы уравнений Максвелла и уравнения

Ландау-Лившица для динамики намагниченности и имеет следующий вид:

$$Z = \frac{c\rho(1-j)}{4\pi\delta_0} (\sqrt{\mu} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta), \quad (1)$$

где ρ – удельное сопротивление, δ_0 – немагнитный скин-слой, $j = \sqrt{-1}$, μ – эффективная динамическая магнитная проницаемость, связанная с прецессией намагниченности вокруг ее равновесного положения, θ – угол между равновесным положением вектора намагниченности в приповерхностной области и осью провода, (см. рис. 1).

В области сверхвысоких частот, когда не выполняются условия для ферромагнитного резонанса, зависимость динамической магнитной проницаемости от поля несущественна. Тогда для наблюдения эффекта GMI необходимо только выполнение условия $|\mu| \gg 1$, а сам импеданс является функцией только угла θ :

$$Z \sim \text{const} \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \theta. \quad (2)$$

Таким образом, в диапазоне сверхвысоких частот для описания наблюдаемых зависимостей необходима модель, корректно описывающая процесс перемагничивания.

Механизм перемагничивания провода с наведенной геликоидальной анизотропией. Как отмечалось выше, в рассматриваемом аморфном материале равновесная магнитная структура определяется главным образом анизотропией, созданной внешними механическими напряжениями. В исследуемых образцах можно выделить три типа напряжений, которые, в силу относительной малости соответствующих эффектов, можно рассматривать независимо¹.

1. Внутренние напряжения, возникшие в процессе изготовления провода, $\sigma^{(in)}$. Эти напряжения, как правило, неоднородны по сечению образца и зависят от радиальной координаты r (см., например, [5]). За счет слабой, но ненулевой магнитоупругой связи напряжения создают в образце локально двухосную магнитную анизотропию, оси которой, как мы предполагаем, направлены вдоль радиальной (\mathbf{e}_r), тангенциальной (\mathbf{e}_φ), и аксиальной (\mathbf{e}_z) осей цилиндрической системы координат (см. рис. 1). В приповерхностной области (shell) легкая (совпадающая с равновесной ориентацией вектора намагниченности \mathbf{M} в отсутствие внешних полей) ось совпадает с \mathbf{e}_φ , а в середине образца (core) – с \mathbf{e}_z . Соответствующий вклад в свободную энергию провода имеет вид:

$$F^{(in)} = \frac{1}{2} \int K(\sigma^{in}, r) M_\varphi^2 dV, \quad (3)$$

где зависящая от $\sigma^{(in)}$ эффективная константа анизотропии $K > 0$ в сердцевине провода и $K < 0$ в оболочке. Предполагается, что величина намагниченности M постоянна по объему образца V .

2. Однородные напряжения σ_{zz} , создаваемые растяжением вдоль оси провода (с помощью подвешенного груза). Эти напряжения дают дополнительный вклад в

¹ Речь идет о напряжениях, существенно меньших предела текучести/пластичности материала, при которых справедливо приближение линейной теории упругости (закон Гука).

эффективную магнитную анизотропию, равный

$$F^{(\text{ten})} = -\frac{3}{2M_0^2} \int \lambda_s \sigma_{zz} M_z^2 dV = \text{const} + \frac{3}{2M_0^2} \int \lambda_s \sigma_{zz} M_\varphi^2 dV. \quad (4)$$

Как видно, в силу отрицательного значения константы магнитострикции $\lambda_s < 0$, такое воздействие приводит к перенормировке константы анизотропии

$$K \Rightarrow K_{\text{eff}} \equiv K - \frac{3|\lambda_s| \sigma_{zz}}{M_0^2}. \quad (5)$$

При растяжении ($\sigma_{zz} > 0$) увеличивается магнитная жесткость оболочки (область, где $K < 0$) и уменьшается магнитная жесткость сердцевины ($K > 0$), соответственно, уменьшается и область сердцевины². Поскольку, как станет ясно из дальнейшего, коэрцитивность провода определяется преимущественно анизотропией оболочки, растяжение приводит к *увеличению* магнитной жесткости образца.

3. Напряжения и поля анизотропии, созданные кручением провода на заданное число оборотов n . При теоретическом описании более удобной характеристикой является угол кручения $\tau = 2\pi n/L$ (угол поворота, отнесенный к единице длины стержня). При этом в образце возникают однородные сдвиговые напряжения [14] $\sigma_{\varphi z} \sim \tau$, а также относительные повороты поперечных сечений провода, характеризуемые антисимметричной компонентой тензора дисторсии $\omega_{xy} = 2\tau z$. Соответствующий вклад в свободную энергию образца можно представить в следующем виде:

$$F^{(\text{tor})} = -\frac{1}{2M_0^2} \int \left[\lambda \sigma_{z\varphi} M_z M_\varphi + \Lambda C \tau M_z (\nabla \times \mathbf{M})_z \right] dV \quad (6)$$

Здесь $\lambda \sim \lambda_s$, Λ – константы магнитострикции, а C – модуль сдвига. Заметим, что оба вклада в (6) пропорциональны углу кручения τ . Однако, если первое слагаемое очевидным образом отражает магнитострикционный отклик системы, то возникновение второго требует дополнительных пояснений. Обратимся к рис. 4. На нем сплошными линиями изображены направления локальных осей анизотропии, созданные внутренними напряжениями $\sigma^{(\text{in})}$, а пунктирными – те же оси при наличии кручения. Для наглядности на рисунке изображены радиальные оси, однако такие же повороты испытывают и тангенциальные, определяющие равновесную ориентацию намагниченности.

Видно, что в отсутствие кручения ориентация осей анизотропии (и, соответственно, равновесная ориентация намагниченности) однородна вдоль оси z , кручение же приводит к неоднородному распределению осей анизотропии. Соответственно, равновесная ориентация намагниченности в таком случае должна определяться балансом обменной энергии (минимум которой соответствует однородному упорядочению вдоль оси провода) и энергии магнитной анизотропии (способствующей ориентации намагниченности вдоль локальной легкой оси).

² Приблизительно положение границы раздела между оболочкой и сердцевиной можно определить из условия $K_{\text{eff}} \approx 0$.

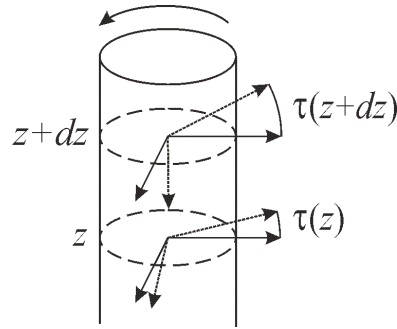


Рис. 4. Смещение локальных осей анизотропии в закрученном проводе.

Второе слагаемое в (6) как раз и отражает вклад такого рода обменных взаимодействий. Из сказанного также следует, что константа магнитострикции Λ имеет обменное происхождение и потому ее величина может быть существенно больше, чем $\lambda \sim \lambda_s$. В дальнейшем мы будем считать слагаемое с Λ доминирующим и пренебрегать первым слагаемым в (6), учет которого может привести к количественным, но не качественным уточнениям.

Перейдем к анализу равновесного состояния намагниченности образца при наличии механических напряжений, кручения и внешнего магнитного поля. Для этого необходимо найти минимум потенциала свободной энергии проволоки

$$F = F^{(\text{in})} + F^{(\text{ten})} + F^{(\text{tor})} + F^{(\text{ex})} - \int (M_z H_z + M_\varphi H_\varphi) dV \quad (7)$$

где $F^{(\text{ex})}$ – энергия обменных взаимодействий, а последние два слагаемые описывают Зеемановскую энергию во внешнем магнитном поле H_z и в создаваемым постоянным током циркулярном поле Эрстеда H_φ .

Конкретное распределение намагниченности зависит от явного вида функций K и может быть получено только численно. Однако, некоторые закономерности, связанные с влиянием поля Эрстеда и внешних напряжений (в том числе, кручения), могут быть получены в рамках содержательной, но весьма упрощенной модели. Предполагая, в соответствии с экспериментом, что основной вклад в процесс перемагничивания вносит взаимодействие оболочки с внешним магнитным полем, будем рассматривать только слой, в котором в отсутствие внешних полей намагниченность ориентирована преимущественно перпендикулярно к оси провода. Сильное обменное взаимодействие, обеспечивающее корреляцию между оболочкой и сердцевинной, будем учитывать как некоторое эффективное поле, направленное вдоль оси z [15]. Будем также пренебрегать пространственной зависимостью K и M_z (и, соответственно, угла θ) в оболочке и считать, что радиальная компонента $M_r=0$. Тогда выражение для свободной энергии оболочки можно представить в следующем виде:

$$F = V \left[\frac{1}{2} K_{\text{eff}} \sin^2 \theta - M_0 H_z \cos \theta - M_0 H_\varphi Q \sin \theta - \frac{1}{2} \Lambda C \tau Q \xi \sin \theta \cos \theta \right] \quad (8)$$

Тут ξ – геометрический фактор порядка обратного радиуса провода. Введенная в (8) величина Q может принимать значения ± 1 и может рассматриваться как

топологический заряд, соответствующий направлению обхода вектором намагниченности окружности, соосной оси провода³ (по или против часовой стрелки). Подчеркнем, что топологический заряд Q играет существенную роль в двух слагаемых – во вкладе, обусловленном кручением (знак τ выделяет направление обхода), и во вкладе, связанном с полем тока (направление обхода соотносится с линиями магнитного поля).

Для распределения намагниченности, близкого к циркулярному ($\cos\theta \ll 1$) аксиальная компонента M_z , соответствующая минимуму (8), определяется выражением:

$$M_z = M_0 \frac{H_z M_0 + \tau Q \Lambda C \xi / 2}{K_{\text{eff}} + Q H_\phi M_0}. \quad (9)$$

Анализ выражения (9) показывает, что кручение приводит к возникновению в образце эффективного поля подмагничивания $-\tau Q \Lambda \xi / 2 M_0$. Направление этого поля зависит от ориентации циркулярной компоненты намагниченности (заряд Q) по отношению к направлению закручивания. Существенно, что знак создаваемой этим полем аксиальной компоненты намагниченности M_z коррелирован со знаком топологического заряда. Благодаря сильной обменной связи между ориентацией намагниченности оболочки и сердцевины, направление последней также связано со знаком Q .

Таким образом, равновесное распределение намагниченности во всем объеме проволоки можно охарактеризовать двумя числами, соответствующими знакам проекции намагниченности M_z и топологического заряда Q : ($\text{sign} M_z$, $\text{sign} Q$). Четыре комбинации ++, --, +- и -+ соответствуют разным состояниям, которые, однако, в отсутствие внешних полей, имеют одинаковую энергию,

$$F_{++} = F_{--} = F_{+-} = F_{-+}, \quad \tau = 0, \quad H_\phi = 0, \quad (10)$$

и, следовательно, являются эквивалентными.

Кручение снимает вырождение состояний с противоположными знаками M_z и Q :

$$F_{++}(\tau) = F_{--}(\tau) < F_{+-}(\tau) = F_{-+}(\tau), \quad H_\phi = 0. \quad (11)$$

Мы выбрали конкретный знак неравенства для ясности дальнейших рассуждений, в общем случае этот знак зависит от знака τ .

Магнитное поле тока, H_ϕ , приводит к дальнейшему снятию вырождения между состояниями с различным знаком Q , например такому:

$$F_{++}(\tau, H_\phi) < F_{--}(\tau, H_\phi), \quad F_{+-}(\tau, H_\phi) < F_{-+}(\tau, H_\phi). \quad (12)$$

Соотношение между $F_{--}(\tau, H_\phi)$ и $F_{-+}(\tau, H_\phi)$ зависит от величин τ и H_ϕ и в общем случае может быть любым.

При приложении к образцу аксиального поля H_z (при фиксированных τ и H_ϕ) величина M_z в приповерхностной области изменяется (как видно из формулы (9)). При этом изменение распределения намагниченности во всем образце может происходить по нескольким сценариям, которые мы сейчас и рассмотрим

1. В отсутствие кручения и тока ($\tau = 0$, $H_\phi = 0$) аксиальное поле H_z приводит к тому, что магнитные моменты кора и оболочки выстраиваются вдоль направления

³ Попросту говоря, знак циркуляции намагниченности.

этого поля. Уменьшение поля приводит к движению 90-градусной квазидоменной стенки по направлению от поверхности к центру [5]. Это соответствует повороту вектора намагниченности в приповерхностной области по направлению к легкой оси ($M_z \rightarrow 0$ при $H_z \rightarrow 0$). При дальнейшем уменьшении поля ($H_z < 0$) магнитные моменты оболочки поворачиваются в сторону поля и тянут за собой намагниченность ядра. Поскольку в этом случае энергия образца не зависит от знака Q , то при таком перемагничивании касательная составляющая намагниченности не меняет направления и состояние ++ непрерывно переходит в состояние -+. Такой процесс перемагничивания проявляет себя в плавных (без скачка) и симметричных по H_z зависимостях.

2. При наличии кручения, но в отсутствие тока ($H_\phi = 0$) возможен другой сценарий, который реализуется в случае, если разность энергий [$F_{-+}(\tau) - F_{++}(\tau)$] достаточно велика. Действительно, при приближении $H_z \rightarrow 0$ со стороны положительных значений M_z оболочки стремится к ненулевому положительному значению, зависящему от угла кручения. Дальнейшее уменьшение M_z в область отрицательных значений при сохранении направления касательных компонент намагниченности (знака Q) означало бы переход в энергетически невыгодное состояние -+. Переход же к эквивалентному (в нулевом поле) состоянию -- может осуществляться скачком (этот момент изображен на рис. 5 обоюдоострой стрелкой у верхнего основания цилиндра), причем значения поля, при котором происходит скачок пропорционально⁴ углу кручения τ .

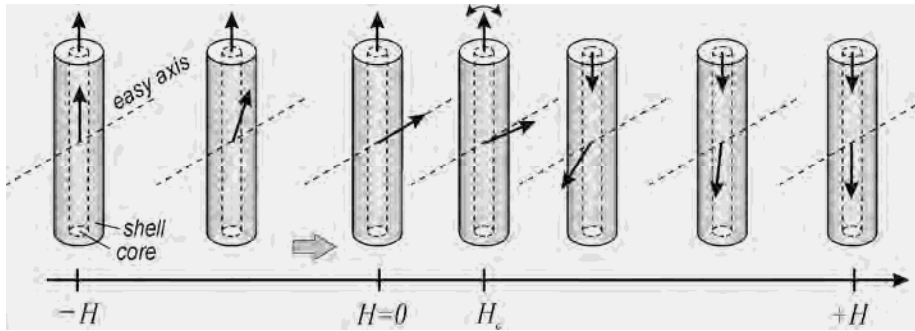


Рис. 5 Перемагничивание закрученной проволоки ($\tau \neq 0$) в отсутствие тока ($H_\phi = 0$).

Такой процесс перемагничивания характеризуется а) скачком намагниченности и, соответственно, скачком на кривых GMI; б) смещением поля скачка по отношению к $H_z=0$; в) симметричной кривой перемагничивания, т.к. состояния ++ и -- эквивалентны. Пример такой кривой изображен на рис. 2 и 3 (ток 0 мА).

3. При наличии и кручения, и тока перемагничивание может происходить по сценарию 2, однако при этом состояния ++ и -- неэквивалентны (уравнение (12)).

⁴ Более строгое соотношение требует вычисления распределения намагниченности во всем образце, что выходит за рамки данной работы.

Это выражается, в частности, в различии эффективных констант анизотропии $K_{\text{eff}} + QH_{\phi}M_0$ (см. (9)), которые определяют точку потери устойчивости состояния. При уменьшении H_z (переход от ++ к --) скачок происходит при потере устойчивости состояния ++, а при увеличении (переход от -- к ++) – состояния -- (рис. 6, левая панель).

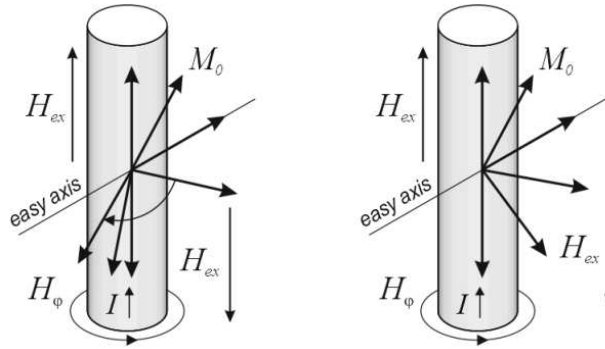


Рис. 6 Возможные механизмы перемагничивания микропровода при наличии поля тока (область *core* не показана).

Характерные значения поля, при котором происходит скачок, будут, соответственно, отличаться на величину $2H_{\phi}$, что проявляется в виде гистерезиса. Такого рода экспериментальная кривая изображена на рис. 2 (ток 10 мА). Созданная как током, так и кручением неэквивалентность состояний ++ и -- отражается также и в наблюдаемой в эксперименте несимметричности кривых GMI по отношению к точке $H_z=0$.

4. Наконец, рассмотрим ситуацию, когда $H_{\phi} \neq 0$, а эффекты кручения достаточно малы. В этом случае, возможен плавный переход между состояниями ++ и -- с одинаковой циркулярной компонентой намагниченности, как и в п. 1, с той лишь разницей, что теперь, в присутствии тока, эти состояния неэквивалентны (см. (12) и рис. 6, правая панель). Плавный переход означает отсутствие скачков намагниченности и гистерезиса. Однако, за счет кручения максимум кривой GMI (точка, в которой $M_z=0$) сдвинут по отношению к точке $H_z=0$ на величину поля подмагничивания $-\tau QSA\xi/2M_0$. Примером такой зависимости служит кривая 10 мА на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальных измерений влияния постоянного электрического тока на эффект гигантского магнитного импеданса в торсионно напряженных аморфных микропроводах. Предложена качественная модель, учитывающая наличие эффективного взаимодействия между намагниченной вдоль оси центральной области и приповерхностной областью с геликоидальным типом анизотропии.

Механическое воздействие (кручение) и наличие циркулярного магнитного поля постоянного тока приводят к изменению механизма перемагничивания образца и соответствующему изменению кривой ГМИ. Комбинируя величины τ и H_ϕ можно добиться как плавного, так и скачкообразного перемагничивания, а также смещения кривой намагничивания в область как положительных, так и отрицательных H_z (в зависимости от знака τ). Это открывает новые возможности для управления магнитными свойствами аморфных проволок.

Результаты работы расширяют представления о физических процессах, происходящих при перемагничивании микропроводов, и могут быть использованы при разработке датчиков магнитного поля на основе эффекта ГМИ [1] и функциональных композиционных материалов на основе аморфных микропроводов [16].

Список литературы

1. Zhukov A. Magnetic properties and application of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline Structure / Zhukov A., Zhukova V. – New York: Nova Science Publisher, 2009. – 162 p.
2. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies / Vazquez M., Chiriac H., Zhukov A., et al. // *Physica Status Solidi (a)*. – 2011. – Volume 208, Issue 3. – P. 493–501.
3. Studies of giant magnetoimpedance effect of Co-rich microwires in wide frequency range / Popov V., Zhukova V., Ipatov M., et al. // *Physica Status Solidi A*. – 2009. – Volume 206, Issue 4. P. 671-673.
4. Kraus L. GMI modeling and material optimization / Kraus L. // *Sensors and Actuators A*. – 2003. – Volume 106, Issues 1-3. – P. 187-194.
5. Stress dependence of the hysteresis loops of Co-rich amorphous wire / Usov N., Antonov A., Dykhne A., Lagarkov A. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1998. – Volume 10, Issue 11. – P. 2453-2463.
6. Origin of asymmetrical magnetoimpedance in a Co-based amorphous microwire due to dc bias current / Phan M.-H., Yu S.-Ch., Kim Ch.G., Vazquez M. // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Volume 83, Issue 14. – P. 2871-2873.
7. Panina L. Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires / Panina L. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2002. – Volume 249, Issue 1-2. – P. 278–287.
8. Panina L.V. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires / Panina L.V., Mohri K., Makhnovskiy D.P. // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Volume 85, Issue 8. – P. 5444-5446.
9. Effect of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires / Furmanova T.A., Antonov A.S., Morozov I.N., Panina L.V. // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2000. – Volume 81, Issues 1-3. – P. 95-97.
10. Bias-current effect on giant magnetoimpedance in Co-based amorphous microwire / Byon K.S., Yu S.-Ch., Kim Ch.G., Vazquez M. // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2001. – Volume 287, Issues 1-3. – P. 339-343.
11. Измерение импеданса микропроводов в прямоугольном волноводе / Бержанский В.Н., Пономаренко В.И., Попов В.В., Торкунов А.В. // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2005. – Том 31, № 22. – С. 24-28.
12. Length effect in a Co-rich amorphous wire / Zhukova V., Usov N.A., Zhukov A., Gonzalez J. // *Physical Review B*. – 2002. – Volume 65, Issue 13. – P. 134407 (7 pages).
13. Makhnovskiy D.P. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential / Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J. // *Physical Review B*. – 2001. – Volume 63, Issue 14. – P. 144424 (17 pages).
14. Ландау Л.Д. Теоретическая физика в 10-ти томах / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. – Т.7. – Теория упругости. М.: Наука. 1987. – 248 с.

15. Exchange biasing in ferromagnetic amorphous wires: A controllable micromagnetic configuration / Freijo J.J., Hernando A., Vazquez M., Mendez A., Ramanan V.R. // Applied Physics Letters. – 1999. – Volume 74, Issue 9. – P. 1305-1307.
16. Stress tunable properties of ferromagnetic microwires and their multifunctional composites / Qin F.X., Peng H.X., Popov V.V., et al. // Journal of Applied Physics. – 2011. – Volume 109, Issue 7. – P. 07A310 (3 pages).

Попов В.В. Зміна механізму перемагнічування торсійно навантаженого аморфного мікродроту під впливом постійного струму / Попов В.В., Гомонай О.В., Бержанський В.Н., Бойко В.А. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 141-152.

Експериментально досліджено вплив постійного струму на ефект гігантського магнітного імпедансу у аморфних мікродротах і діапазоні надвисоких частот. Продемонстровано, що у дротах із наведеним гелікоїдальним типом анізотропії у залежності від величини постійного струму можливі два відмінних механізми перемагнічування. При невеликих токах перемагнічування відбувається із необоротними процесами зміщення та магнітним гістерезисом. При перевищенні величини току порогового значення, перемагнічування відбувається лише за рахунок процесів обертання.

Ключові слова: аморфні мікродроти, гігантський магнітний імпеданс, гелікоїдальна анізотропія.

Popov V.V. Changing the magnetization mechanism of the torsionally stressed amorphous microwire on direct current / Popov V.V., Gomonaj E.V., Berzhansky V.N., Boyko V.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2. – P. 141-152.

We investigated experimentally the dc current effect on GMI effect in amorphous microwires at microwaves. We have found that in microwires with the induced helical anisotropy two possible mechanisms of the magnetization reversal may exist depending on the value of the current. For small currents magnetization is followed by domain-wall displacement and magnetic hysteresis. For stronger currents only magnetization rotation processes are involved.

Keywords: amorphous microwires, giant magnetic impedance, helical anisotropy.

Поступила в редакцію 16.09.2011 г.

УДК 539.144

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРА ЯКР ^{127}I В СЛОИСТОМ СМЕШАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$

*Вертегел И.Г., Чесноков Е.Д., Овчаренко А.И., Погребняк С.В.,
Иванова Л.С., Гнатенко Ю.П.*

*Институт физики Национальной академии наук Украины, Украина, Киев
E-mail: vertegel@iop.kiev.ua*

В работе представлены результаты исследований спектров ЯКР ^{127}I при 77К полупроводниковых смешанных слоистых кристаллов $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ в широком интервале содержания PbI_2 $0 \leq n \leq 0.50$ с дискретностью 0.10. Показано, что в диапазоне содержания PbI_2 $0.05 \leq n \leq 0.10$ кристалл $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ имеет свойства примесного кристалла BiI_3 , содержащий внутрислоевые кластеры PbI_2 . При содержании PbI_2 $n \sim 0.20$ кристалл $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ испытывает концентрационный фазовый переход и при $0.20 \leq n \leq 0.50$ существует новый кристалл $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ с полностью или частично упорядоченными группами атомов PbI_2 .

Ключевые слова: ЯКР, полупроводниковый многослойный кристалл, кластеры.

Актуальность исследования твердых растворов слоистых полупроводниковых кристаллов $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ в первую очередь связана с возможностью образования в таких кристаллах кластерных структур, которые могут существенно влиять на их физические свойства. Известно [1-3], что слоистые полупроводниковые материалы BiI_3 , CdI_2 , PbI_2 обладают рядом свойств [3,4], которые позволяют использовать их в качестве детекторов γ -излучения с высокой энергетической разрешающей способностью. Кроме того, данные кристаллы успешно используются в оптических и акустических приборах, благодаря их анизотропным свойствам. Эффективность материалов, используемых в качестве детекторов γ -излучения, определяется существованием в них структурных дефектов, примесей, которые влияют на электронные свойства и определяют радиационную стойкость этих материалов.

В связи с этим, актуальным представляется исследование свойств смешанных кристаллов $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ и определение концентрационных зависимостей параметров кристаллов, которые могут изменяться в зависимости от изменения состояния примесей. Спектры ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) ядер ^{127}I химически чистых кристаллов BiI_3 ($n = 0$), а также смешанных слоистых кристаллов $\text{PbI}_2\text{-CdI}_2$ с изовалентными атомами йода I были изучены в работах [5, 6]. В данной работе спектры ЯКР ^{127}I смешанных кристаллов $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ изучаются впервые.

Спектры ЯКР ^{127}I исследуемых кристаллов $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ при температуре $T = 77 \text{ K}$ в диапазоне частот 2 - 300 МГц были измерены с помощью квазиогерентного спектрометра ЯКР ИСШ-2-13. В работе также использовался цифровой накопитель, необходимый для регистрации слабых и широких линий спектра ЯКР ^{127}I . Были исследованы кристаллы при следующих концентрациях n PbI_2 : 0, 0.05, 0.10, 0.20, 0.30, 0.40 и 0.50. Измерение частот ν_1 и ν_2 ЯКР ^{127}I , соответствующих переходам $\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ и $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 5/2$, позволило, исходя из таблиц

[7], определить концентрационные зависимости константы $e^2Qq_{zz}(n)$ квадрупольного взаимодействия и параметра $\eta(n)$ асимметрии тензора градиента электрического поля ($\eta = (q_{xx} - q_{yy})/q_{zz}$). Данные наших измерений приведены в таблице 1. Точность определения параметра асимметрии и константы квадрупольного взаимодействия определялись шириной линии и были не хуже $\pm 1,5\%$ и $\pm 0,1\%$ их абсолютных величин.

Было получено, что для химически чистого кристалла BiI_3 ($n = 0$) при 77 К частоты ЯКР ^{127}I двух переходов ν_1^0 и ν_2^0 соответственно равны 111.320 и (201.380 ± 0.010) МГц. Данным значениям частот ν_1^0 и ν_2^0 при 77 К соответствуют константа квадрупольного взаимодействия $e^2Qq_{zz}^0 = (682.18 \pm 0.01)$ МГц и параметр асимметрии тензора градиента электрического поля $\eta^0 = 0.29 \pm 0.01$. Полученные результаты согласуются с данными работы [5].

При увеличении n содержания PbI_2 в основной матрице кристалла BiI_3 от 0.05 до 0.10 константа квадрупольного взаимодействия $e^2Qq_{zz}^1$ и параметр асимметрии η^1 градиента электрического поля на ядрах ^{127}I изменяются незначительно. Наблюдаемое изменение частот ν_1^1 и ν_2^1 не превышает 3 % от абсолютных величин (табл.1).

Таблица 1

Концентрационные зависимости параметров спектра ЯКР в $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$

n	ν_1 , MHz $\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$	ν_2 , MHz $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 5/2$	$\Delta\nu_1$, MHz	η	e^2Qq_{zz} , MHz
0	111,3±0,01	201,38±0,01	0,21±0,01	0.29±0,01	682,18±0,02
0.05	111,4±0,08	201,3±0,08	1,46±0,1	0.287±0,02	682,75±0,1
0.08	111,60±0,1	201,2±0,1	2,1±0,1	0.285±0,03	682,97±0,1
0.20	104,35±0,2	204,2±0,4	2,3±0,4	0.15±0,04	684,01±0,2
0.30	104,32±0,3	204,1±0,6	2,36±0,6	0.15±0,05	684,005±0,3
0.40	104,3±0,3	204,15±0,6	2,3±0,6	0.15±0,05	684,02±0,4

В то время как ширина $\Delta\nu^1$ линии ν_1 спектра ЯКР ^{127}I в этом же интервале содержания n изменяется примерно на порядок величины: $\Delta\nu^1|_{n=0} \sim 0.24$, $\Delta\nu^1|_{n=0.10} \sim 2.20$ МГц. Отметим, что величина константы $e^2Qq_{zz}^1$ в этом же интервале содержания PbI_2 изменяется незначительно. Это может свидетельствовать о том, что внедрение PbI_2 для данного диапазона концентраций ($0 \leq n \leq 0.10$) обуславливает незначительное уменьшение внутрислоевой симметрии и не изменяет межслоевую структуру кристалла. При этом, симметрия слоистого кристалла $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ в интервале содержания PbI_2 ($0.01 \leq n \leq 0.10$) остаётся прежней C_{3i}^2 . Данное предположение базируется на том, что оси x и y компонент q_{xx} и q_{yy} тензора градиента электрического поля лежат в плоскости слоёв кристалла, а оси z –

перпендикулярны слоям[5]. Поэтому, можно также предположить, что для диапазона концентраций $0 < n < 0.10$ слоистая структура кристаллов $(\text{BiI}_3)_{(1-n)} \cdot (\text{PbI}_2)_n$ сохраняется и группы PbI_2 располагаются в пределах слоёв кристалла. Кроме того, группы PbI_2 могут образовывать внутрислоевые кластеры «островкового» типа, размеры которых увеличиваются с ростом содержания n .

Для кристаллов BiI_3 с содержанием PbI_2 0.20, 0.30, 0.40 и 0.50 нами была обнаружена при 77 К новая линия ν^{II} в спектре ЯКР ^{127}I . Так, для $n = 0.20$

линия ν^{II} при 77 К характеризуется следующими параметрами: $\nu_1^{\text{II}} = 105,027$, $\nu_2^{\text{II}} = 204,150$ МГц, $e^2Qq_{zz}^{\text{II}} = 684,01$ МГц, $\eta^{\text{II}} = 0.15$. Важно отметить, что для данной новой линии ν^{II} спектра ЯКР ^{127}I параметр асимметрии η^{II} уменьшается примерно в два раза: $\eta^{\text{I}} = 0.29$ и $\eta^{\text{II}} = 0.15$. При этом, величина константы e^2Qq_{zz} градиента электрического поля на ядрах ^{127}I не претерпевает значительного изменения: $e^2Qq_{zz}^{\text{I}} = 682,18$ и $e^2Qq_{zz}^{\text{II}} = 684,01$ МГц. Это позволяет сделать вывод, что с ростом n внутрислоевая симметрия кристалла увеличивается.

Кроме того, при увеличении PbI_2 в кристалле BiI_3 в интервале $0.20 < n < 0.50$ ширина $\Delta\nu^{\text{II}}$ новой линии ν^{II} спектра ЯКР ^{127}I практически не изменяется ($\Delta\nu^{\text{II}} \sim \Delta\nu^{\text{I}}|_{n=10\%} \sim 2.30$ МГц). Характерно также и то, что линия ν^{I} спектра ЯКР ^{127}I с параметрами $e^2Qq_{zz}^{\text{I}} = 682,18$ МГц и $\eta^{\text{I}} = 0,29$ в интервале $0.10 < n < 0.50$ перестаёт наблюдаться.

Известно [7], что величина произведения ширины на интенсивность линии ЯКР пропорциональна числу резонансных ядер, которые формируют данную линию. Поэтому тот факт, что в интервале концентраций $0.10 < n < 0.50$ линия ν^{I} спектра ЯКР ^{127}I с параметрами $e^2Qq_{zz}^{\text{I}} = 682,18$ МГц и $\eta^{\text{I}} = 0,29$ перестаёт наблюдаться, может свидетельствовать о значительном уменьшении числа резонансных ядер ^{127}I , которые формируют линию ν^{I} .

Анализ полученных экспериментальных концентрационных зависимостей как параметра асимметрии, так и ширины линии ν_1 указывают на то, что при концентрации $n \sim 0.20$ в кристалле $(\text{BiI}_3)_{(1-n)} \cdot (\text{PbI}_2)_n$ наблюдается, так называемый, «концентрационный» фазовый переход. При этом, учитывая, что общее число резонансных ядер ^{127}I в кристалле $(\text{BiI}_3)_{(1-n)} \cdot (\text{PbI}_2)_n$ должно быть постоянным, новая линия ν^{II} в спектре ЯКР ^{127}I при $n \geq 0.20$ образуется за счет линии ν^{I} . Кроме того, при $n \sim 0.20$ концентрационные зависимости частот ν_1 и ν_2 спектра ЯКР ^{127}I испытывают скачок (табл.1).

Таким образом, полученные результаты указывают на то, что в диапазоне содержания PbI_2 $0.05 \geq n \geq 0.10$ в структуре $(\text{BiI}_3)_{(1-n)} \cdot (\text{PbI}_2)_n$ могут образоваться островковые примеси или кластеры PbI_2 , которые располагаются в пределах слоев кристалла BiI_3 . Показано, что в концентрационном интервале $n \geq 0.20$ исследуемый кристалл $(\text{BiI}_3)_{(1-n)} \cdot (\text{PbI}_2)_n$ обладает свойствами твердого раствора $\text{BiI}_3 \cdot \text{PbI}_2$ типа замещения. При этом образовавшийся виртуальный кристалл $\text{BiI}_3 \cdot \text{PbI}_2$ характеризуется изотропными стеклообразными свойствами. При концентрации $n \sim 0.20$ смешанный кристалл $(\text{BiI}_3)_{(1-n)} \cdot (\text{PbI}_2)_n$ испытывает концентрационный фазовый переход.

Список литературы

1. Агекян В.Ф. Рост и оптические свойства микрокристаллов BiI_3 и PbI_2 / Агекян В.Ф. // ФТТ. – 1998. – Т. 40, №9. – С. 1724-1730.
2. Schluter M. Valence-band density of states and chemical bonding for several non-transition-metal layer compounds: BiI_3 и PbI_2 / Schluter M. and Cohen Marvin L. // Phys. Rev. B. – 1976. – V.14, No. 2. – P. 424-431.
3. Спектры ЯКР и строение некоторых интеркалатов иодидов кадмия и свинца / Коноплева К.Г., Венковский Н.У. и др. // Координационная химия. – 1999. – Т. 23, № 7. – С. 505 - 509.
4. Выбор полупроводникового материала для детекторов гамма-излучения / Абызов А.С., Давыдов Л.Н., Кутний В.Е. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2004. – №3. – С. 3-6.
5. NQR investigation of crystal structure peculiarities of layered $\text{Pb}_{x-1}\text{Cd}_x\text{I}_2$ semiconductors / Varabash A.I., Vertegel I.G., Chesnokov E.D. et al. // Functional Material. – 2008. – V.15, №2. – P. 175-177.
6. Investigation of I^{127} NQR spectra of the mixed $[\text{BiI}_3]_{1-n}[\text{PbI}_2]_n$ semiconduction layered crystals / Varabash A.I., Vertegel I.G., Chesnokov E.D. et al. // Functional Material. – 2010. – V.17, №1. – P.24-28.
7. Семин Г.К. Применение ядерного квадрупольного резонанса в химии / Семин Г.К., Бабушкина Т.А., Якобсон Г.Г. – Л. : Химия, 1972. – 536 с.

Вертегел И.Г. Концентраційні зміни параметрів спектра ЯКР I^{127} в шаруватому змішаному напівпровіднику $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ / Вертегел И.Г., Чесноков Е.Д., Погребняк С.В., Иванова Л.С., Овчаренко А.И., Гнатенко Ю.П. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 153-156.

В роботі приведені результати досліджень спектрів ЯКР I^{127} при 77К напівпровідникових змішаних шаруватих кристалів $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ в широкому інтервалі концентрацій $0 \leq n \leq 0.50$ з дискретністю 0.10. Показано, що в діапазоні вмісту PbI_2 від $0.05 \leq n \leq 0.10$ кристал $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ має властивості домішкового кристала BiI_3 з внутрішньшаруватими кластерами PbI_2 . При $n \sim 0.20$ вмісті PbI_2 в кристалі $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ відбувається концентраційний фазовий перехід и при вмісті PbI_2 $0.20 \leq n \leq 0.50$ утворюється новий кристал $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ з повністю або частково впорядкованими групами атомів PbI_2 .

Ключові слова: ЯКР, напівпровідниковий шаруватий кристал, кластери

Vertegel I.G. Concentration changes of I^{127} NQR spectrum parameters for mixed layered semiconductors $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ / Vertegel I.G., Chesnokov E.D., Ovcharenko A.I., Pogrebnyak S.V., Ivanova L.S., Gnatenko Yu.P. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2. – P. 153-156.

The I^{127} NQR spectra at 77 K of the semiconducting layered crystals $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ in the wide interval concentrations 0 - 0.50 with step-type behavior 0.01 are presented in this work. It is shown that in the concentration range 0.05 - 0.10 the crystal $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ have properties of the doped crystal, which contain clusters within the layer PbI_2 . When the concentration impurity value equals to approximately 0.20, crystal $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ tests, so called, “concentration” phase transition. It is shown that, the new crystal $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$ with fully or partially ordering atoms groups PbI_2 .

Keywords: NQR, semiconducting layered crystals, clusters.

Поступила в редакцию 21.09.2011 г.

УДК 537.226.4

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ, НИЖЕ КОМНАТНОЙ

Шостак Р.И., Яценко А.В.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lab2@crimea.edu*

Проведен расчет внутрискристаллических электрических полей при различных сценариях поведения структуры ниобата лития LiNbO_3 при $T < 300\text{K}$. Показано, что монотонное изменение параметров элементарной ячейки, всех координат ионов кислорода и z-координаты ионов Li наиболее адекватно отвечает результатам экспериментального исследования пирозлектрических свойств и ЯМР ${}^7\text{Li}$ в кристаллах стехиометрического состава.

Ключевые слова: LiNbO_3 , структура, ЯМР, пирозлектрический эффект.

ВВЕДЕНИЕ

При изучении структуры и физических свойств большинства сегнетоэлектрических кристаллов, которые находят практическое применение, особое внимание уделяется следующим температурным областям: окрестностям фазовых переходов, диапазону температур преимущественного практического применения, т.е. $T = (300 \div 400)\text{K}$ и, реже, области сверхнизких температур. Это приводит к тому, что физические свойства и структура многих кристаллов при $T < 300\text{K}$ исследованы недостаточно. Так, данные о температурной зависимости параметров элементарной ячейки и координат ионов кристаллов ниобата лития (НЛ) в этом температурном диапазоне крайне неполны и противоречивы [1-3].

Ранее было показано [4], что использование электростатического подхода для моделирования температурной зависимости спонтанной поляризации P_s кристалла НЛ и температурной зависимости главной компоненты тензора градиента электрического поля (ГЭП) V_{zz} на ядрах ${}^7\text{Li}$ при $T > 300\text{K}$ приводит к получению результатов, которые достаточно близки к экспериментальным.

Целью данной работы является решение обратной задачи – на основании моделирования температурной зависимости P_s и V_{zz} на ядрах ${}^7\text{Li}$ и сравнения результатов моделирования с экспериментальными уточнить поведение структуры кристаллов НЛ при $T < 300\text{K}$.

1. АНАЛИЗ ИЗВЕСТНЫХ СТРУКТУРНЫХ ДАННЫХ

Рассмотрим известную информацию о влиянии температуры на структуру кристаллов НЛ для диапазона температур $(300 \div 1200)\text{K}$. На рис.1 и рис.2 представлены зависимости постоянных элементарной ячейки a и c от температуры для кристаллов НЛ конгруэнтного [5] и стехиометрического состава [6]. Экспериментально установлено, что координаты всех ионов в элементарной ячейке

как стехиометрического, так и конгруэнтного НЛ при $T \geq 300\text{K}$ в пределах ошибки также монотонно меняются при изменении температуры [6, 7].

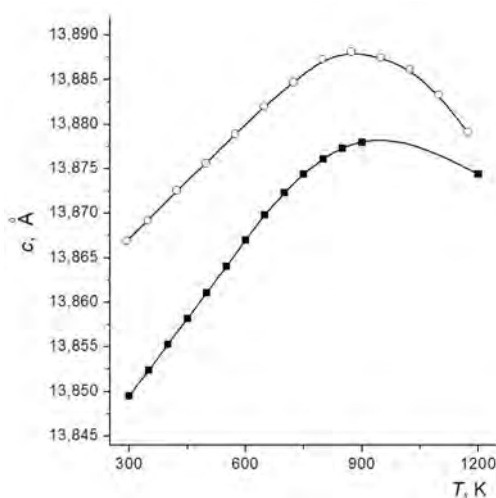


Рис. 1. Температурная зависимость постоянной c элементарной ячейки в конгруэнтном (\circ) и стехиометрическом (\blacksquare) кристалле НЛ, согласно [5] и [6].

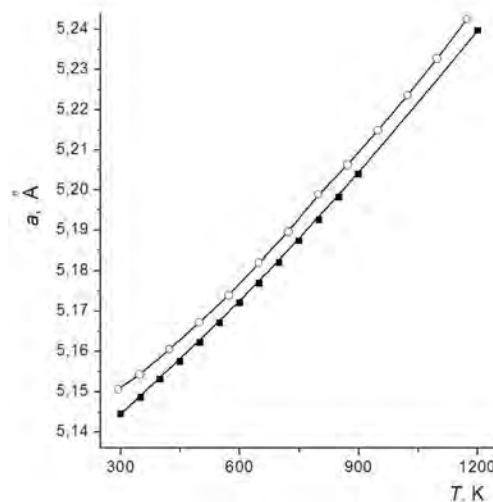


Рис. 2. Температурная зависимость постоянной a элементарной ячейки в конгруэнтном (\circ) и стехиометрическом (\blacksquare) НЛ, согласно [5] и [6].

Подробная информация о температурной зависимости параметров элементарной ячейки и координат ионов в НЛ при $T < 300\text{K}$ отсутствует, однако в [1] была исследована температурная зависимость объема элементарной ячейки V кристалла НЛ с $R=48.98\%$, где R определяет молярное содержание Li_2O в образце, вплоть до $T=10\text{K}$. Эти и другие известные данные о влиянии температуры на V представлены на рис.3. Известно, что коэффициенты линейного температурного расширения НЛ в области температур (213÷523)К меняются незначительно и монотонно [8], поэтому можно предположить, что зависимость $V(T)$ для кристаллов конгруэнтного и стехиометрического составов при $T < 300\text{K}$ будет качественно подобна полученной в [1].

Из анализа результатов, полученных в [1-3], вытекают три возможных сценария изменения структуры НЛ при уменьшении температуры относительно комнатной:

- монотонное изменение параметров элементарной ячейки, z координат Li и O^{2-} при неизменных x и y координат ионов кислорода [1];
- монотонное изменение параметров элементарной ячейки, всех координат ионов кислорода; сохранение неизменной z -координаты ионов Li [3];
- монотонное изменение параметров элементарной ячейки, всех координат ионов кислорода; монотонное изменение z -координаты ионов Li [2].

Дополнительно нами была проведена систематизация данных о влиянии состава НЛ на параметры элементарной ячейки и координаты ионов при комнатной

температуре по данным работ [1-6, 9], что необходимо для сравнения структурных данных при $T < 300\text{K}$ у кристаллов с разным значением R .

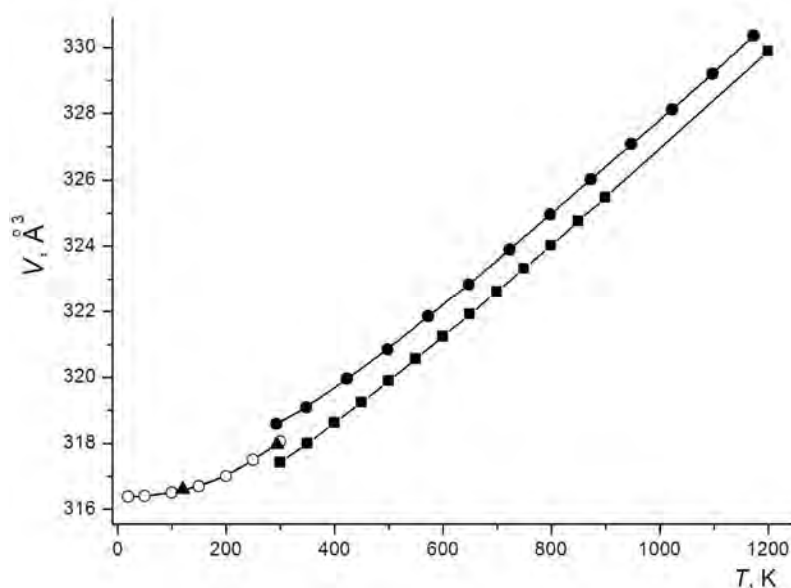


Рис. 3. Температурная зависимость V для кристаллов НЛ различного состава: (●) – конгруэнтный [5]; (■) – стехиометрический [6]; (○) и (▲) – данные [1, 2].

Спонтанная поляризация кристалла P_s и, особенно, ГЭП на узлах кристаллической решетки очень чувствительны к изменениям структуры кристалла. Поэтому можно ожидать, что проведение расчетов локального электрического поля E_{loc} в диапазоне температур (100÷300)К с использованием указанных выше сценариев изменения структуры НЛ и сравнение результатов расчета P_s и V_{zz} с известными экспериментальными данными позволит выделить такой сценарий, который в максимальной степени отвечает результатам эксперимента.

2. РАСЧЕТ ЛОКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НЛ ПРИ $T < 300\text{K}$

Использованная нами методика расчета E_{loc} и спонтанной поляризации кристалла в рамках модифицированной модели точечных мультиполей подробно описана в [10, 11]. При проведении расчетов E_{loc} учитывалась анизотропия дипольной электронной поляризуемости (ДЭП) ионов кислорода и реальные “размеры” индуцированных дипольных моментов этих ионов.

Согласно данным [1-3] в температурном диапазоне (100÷300)К кратчайшее расстояние между ионами ниобия и кислорода в структуре НЛ практически не меняется, поэтому можно считать, что и эффективные заряды ионов постоянны, а их величины составляют: $q_{Li} = 0.98 |e|$; $q_{Nb} = 3.376 |e|$; $q_O = -1.452 |e|$, где $|e|$ - модуль заряда электрона [10].

В работах [1-3] были приведены координаты всех ионов в элементарной ячейке НЛ при комнатной температуре и при температурах (50÷200)К [1], 120К [2] и 77К [3]. По принципу подобия нами было выполнено приведение этих структурных данных к кристаллу стехиометрического состава и расчеты E_{loc} при $T < 300$ К проводились с использованием этих приведенных координат, а в области температур $T > 300$ К использовались данные работы [6].

На основании расчетов E_{loc} в соответствии с каждым из сценариев было проведено моделирование температурной зависимости спонтанной поляризации P_s кристалла НЛ и температурной зависимости главной компоненты тензора ГЭП V_{zz} на ядрах ${}^7\text{Li}$ для диапазона температур (100÷600)К.

Расчеты показали, что и первичный пирозлектрический коэффициент $\gamma_1 = -\partial P_s / \partial T$, и поведение V_{zz} в области температур (100÷300)К, рассчитанные по первому и, особо, второму сценарию изменения структуры качественно не отвечают известным экспериментальным данным. В то же время расчеты, проведенные по третьему сценарию, достаточно близки к экспериментальным. Результаты расчета ГЭП на ядрах ${}^7\text{Li}$ и соответствующие экспериментальные данные для кристаллов НЛ стехиометрического и конгруэнтного представлены на рис.4 и рис.5. Следует отметить, что экспериментально установленные зависимости $V_{zz}(T)$ для кристаллов НЛ конгруэнтного состава при $T > 300$ К полученные в [12] и [13] совпадают в пределах погрешности эксперимента, поэтому появление излома в зависимости $V_{zz}(T)$ на рис.4 не является неожиданным.

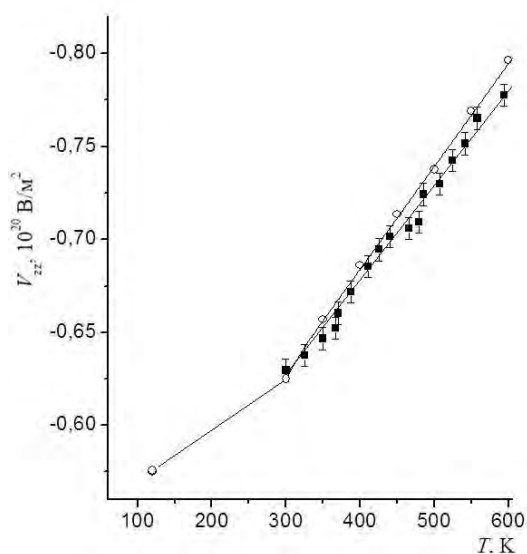


Рис. 4. Температурная зависимость V_{zz} на ядрах ${}^7\text{Li}$ в стехиометрическом НЛ: (■) – данные ЯМР [12]; (○) – результаты расчета.

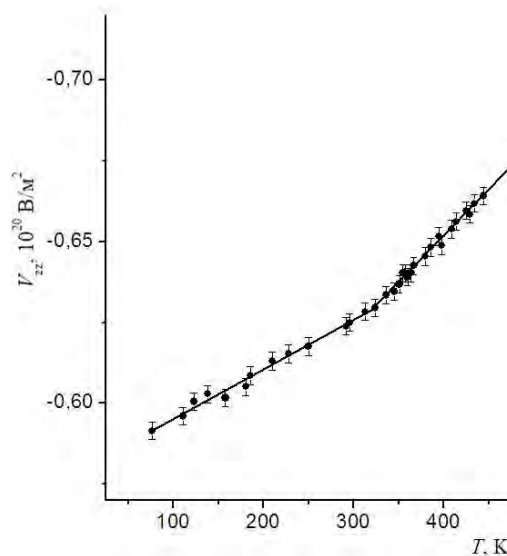


Рис. 5. Температурная зависимость V_{zz} на ядрах ${}^7\text{Li}$ в кристалле НЛ конгруэнтного состава, полученная методом ЯМР [13].

Данные экспериментального исследования и результаты расчета температурной зависимости первичного пьезоэлектрического коэффициента γ_1 в кристаллах НЛ стехиометрического состава по третьему сценарию представлены на рис.6.

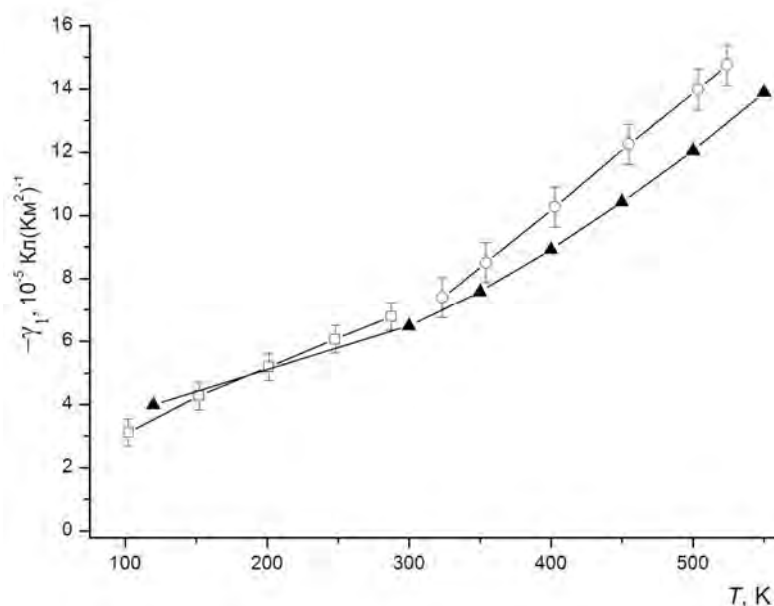


Рис. 6. Температурная зависимость пьезоэлектрического коэффициента кристаллов НЛ стехиометрического состава: (\blacktriangle) – расчетные значения; (\square) и (\circ) – экспериментальные данные, приведенные в [14, 15].

ВЫВОДЫ

Как показано выше, третий сценарий влияния изменения температуры на структуру кристаллов НЛ при $T < 300\text{K}$ не противоречит известным результатам исследования ЯМР ^7Li и пьезоэлектрических свойств НЛ в температурном диапазоне (100÷300)К. Именно такое поведение структуры НЛ нужно учитывать при исследовании или моделировании других физических свойств этого кристалла при низких температурах.

Список литературы

1. Fernández-Ruiz R. Anomalous structural feature of LiNbO_3 observed using neutron diffraction / Fernández-Ruiz R., Martín y Marero D., Bermúdez V. // Phys. Rev.B. – 2005. – V.72. – P.184108.
2. A synchrotron X-ray diffraction analysis of near-stoichiometric LiNbO_3 / Etschmann B., Ishizawa N., Streltsov V., Oishi S. // Z. Kristallogr. – 2001. – V.216. – P.455-461.
3. Neutron and X-ray study of stoichiometric and doped $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}_{0.08}$ / Sulyanov S., Maximov B., Volk T. et al. // Appl. Phys. A. – 2002. – V.74(Suppl.). – P.S1031-1033.
4. Шостак Р.И. Анализ температурной зависимости спонтанной поляризации кристаллов LiNbO_3 / Шостак Р.И., Евдокимов С.В., Яценко А.В. // Кристаллография. – 2009. – Т.54, №3. – С. 518-525.

5. Sugak Yu. High-temperature behaviour of LiNbO₃ structure at different atmospheres/ Sugak Yu., Sugak D., Vasylechko L., Ubizkii S., Trots D. // HASYLAB annual reports. – 2007. – P.591-592.
6. Lehnert H., Boysen H., Frey F., Hewat H., Radaelli P. A neutron powder investigation of the high-temperature structure and phase transition in stoichiometric LiNbO₃. // Z. Kristallogr. – 1997. – V.212. – P.712-719.
7. Abrahams S.C. Ferroelectric lithium niobate. 5. Polycrystal X-ray diffraction study between 24° and 1200°C / Abrahams S.C., Levinstein H.J., Reddy J.M. // J. Phys.Chem.Solids. – 1966. – V.27. – P.1019-1026.
8. Gallagher P. Thermal expansion and transitions of single crystal lithium niobates from -60° to 250° C / Gallagher P., O'Bryan H., Gyorgy E., Krause J. // Ferroelectrics. – 1987. – V.75. – P.71-77.
9. Iyi N. Comparative study of defect structures in lithium niobate with different composition / Iyi N., Kitamura K., Izumi F., Yamamoto J.K., Hayashi T., Asano H., Kimura S. // J. Solid St. Chem. – 1992. – V.101. – P.340-352.
10. Яценко А.В. Электростатическая модель пироэлектрика α -LiIO₃ // Кристаллография. – 2005. – Т.50, №6. – С.1047-1052.
11. Яценко А.В. Расчет эффективных зарядов ионов в сегнетоэлектриках типа смещения. // Кристаллография. – 2003. – Т.48, №3. – С.545-548.
12. Charnaya E.V. ⁷Li NMR in LiNbO₃ crystals with different nonstoichiometry / Charnaya E.V., Gabrielyan V.T., Kasperovich V.S., Klimko S. // Ferroelectrics. – 1997. – V.202. – P.115-119.
13. Яценко А.В. Особенности динамики структуры монокристаллов LiNbO₃ по данным ЯМР ⁷Li // ФТТ. – 1995. – Т.37, №7. – С.2203-2207.
14. Shaldin Yu. Pyroelectric properties of real LiNbO₃ single crystals / Shaldin Yu., Matyjasik S., Rabadanov M., Gabrielyan V., and Grunski O. // Doklady Physics. – 2007. – V.52, №11. – P.579-582
15. Pyroelectric coefficients of LiNbO₃ crystals of different compositions / Bartholomäus T, Buse K., Deuper C., Krätzig E. // Phys. stat. sol.(a). – 1994. – V.142. – P.55-57.

Шостак І. Особливості структури кристалів LiNbO₃ за температурами, нижче кімнатної/ Шостак І., Яценко О.В. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 157-162.

Проведено розрахунки внутрішньокристалічного електричного поля за різними сценаріями поведінки структури ніобата літію LiNbO₃ за $T < 300\text{K}$. Показано, що монотонна зміна параметрів елементарної комірки, координат іонів кисню та z-координати іонів Li найбільш адекватно відповідає результатам експериментального дослідження піроелектричних властивостей та ЯМР ⁷Li в кристалах НЛ стехіометричного складу.

Ключові слова: LiNbO₃, структура, ЯМР, піроелектричний ефект.

Shostak R.I. The peculiarities of the LiNbO₃ crystal structure at the temperatures below room temperature / Shostak R.I., Yatsenko A.V. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 157-162.

Calculations of the local electric field according to the different scenario of LiNbO₃ structure behavior at $T < 300\text{K}$ have been realized. It is shown that monotonous changes of the unit cell parameters, all coordinates of the oxygen ions and z-coordinate of the Li ion vs temperature is most adequately describe the results of experimental investigation of pyroelectric properties and ⁷Li NMR in the stoichiometric crystal.

Поступила в редакцію 03.09.2011 г.

УДК 539.2

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИИ БОРАТА ЖЕЛЕЗА FeVO_3 ОТ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ ГРАНИ

Максимова Е.М.¹, Наухацкий И.А.¹, Стругацкий М.Б.¹,
Ягунов С.В.¹, Зубов В.Е.²

¹Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

²Московский Государственный Университет, Москва, Россия

E-mail: solidstat@crimea.edu

Для монокристаллов бората железа, FeVO_3 , получена и проанализирована зависимость величины энергии поверхностной анизотропии от кристаллографической ориентации грани. Показано существование магнитных ориентационных фазовых переходов по углу ориентации грани, приводящих к смене знака поверхностной энергии и переориентации легкой оси.

Ключевые слова: борат железа, слабый ферромагнетик, поверхностный магнетизм.

ВВЕДЕНИЕ

Монокристаллы бората железа, FeVO_3 (группа симметрии $R\bar{3}c$), относятся к ромбоэдрическим слабым ферромагнетикам. В тонком приповерхностном слое кристалла из-за изменения симметрии окружения приповерхностных ионов железа изменяются его магнитные свойства [1,2]. Магнитная анизотропия в приповерхностной области существенно отличается от анизотропии в объеме кристалла. Тем не менее, в обычных ферромагнетиках поверхностная анизотропия, как правило, подавляется из-за больших величин объемной анизотропии и размагничивающих полей. Однако оба этих фактора являются незначительными в ромбоэдрических слабых ферромагнетиках с магнитной анизотропией типа легкая плоскость, к которым принадлежат такие кристаллы как борат железа и гематит.

В работе анализируется зависимость энергии поверхностной анизотропии бората железа от кристаллографической ориентации граней.

1. МОРФОЛОГИЯ ИЗОМЕТРИЧНЫХ ОБРАЗЦОВ КРИСТАЛЛОВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

Синтезированные из газовой фазы кристаллы бората железа по внешнему виду можно условно разделить на три большие группы: ромбоэдрические, пирамидально-призматические и таблеточные [1], рис.1.

Кристаллы первой группы имеют форму ромбоэдра с гранями простой формы $\{01\bar{1}2\}$ в гексагональной системе координат. Индексы трех верхних граней $(01\bar{1}2)$, $(1\bar{1}02)$ и $(\bar{1}012)$ получаются циклической перестановкой первых трех индексов. Индексы нижних граней получаются из индексов верхних одновременной заменой знаков всех индексов на противоположные.

Угол между соседними ребрами этих граней, сходящимися к оси третьего порядка в вершине ромбоэдра, равен $79,92^\circ$. Наряду с гранями простой формы $\{01\bar{1}2\}$ кристаллы этой группы имеют грани простой формы $\{0001\}$ (базисный пинакоид).



Рис. 1. Кристаллы FeVO_3 ромбоэдрической, пирамидально-призматической и таблеточной форм.

Ребра «прямого» ромбоэдра (реберная форма $\langle 11\bar{3} \rangle$ в ромбоэдрической системе координат), сходящиеся к его вершинам, у таких кристаллов всегда срезаны в большей или меньшей степени гранями ромбоэдра простой формы $\{01\bar{1}4\}$, рис.2.

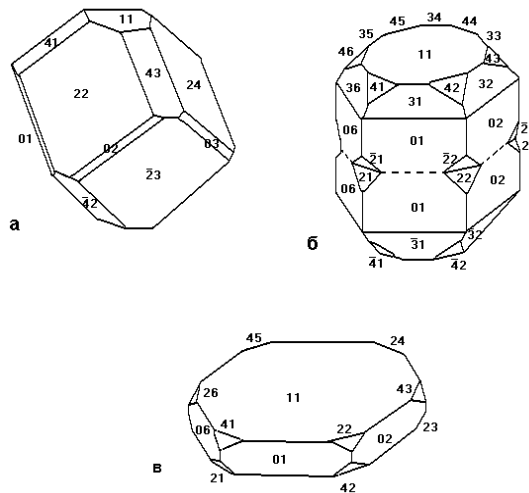


Рис. 2. Модели внешней формы кристаллов трех групп: ромбоэдрической (а), пирамидально-призматической (б) и таблеточной (в).

Примечательной особенностью граней «обратного» (повернутого относительно «прямого» вокруг оси Z_z на 60°) ромбоэдра является их прямоугольная форма, поскольку при пересечении этих граней с гранями основного ромбоэдра и базисного пинакоида образуются взаимно ортогональные ребра, рис.2. Эта особенность граней позволяет визуально выделять их среди остальных и идентифицировать грани перечисленных трех простых форм.

Кристаллы таблеточной группы имеют вид шестигранной призмы с малым расстоянием между основаниями, рис.1, рис.2. Верхние и нижние углы этой призмы по периметру обеих базисных граней притуплены гранями «прямого» и «обратного» ромбоэдров.

Каждая из упомянутых простых форм имеет свое значение индекса l (0, 1, 2, 3 и 4). Поэтому для краткости обозначим всю форму индексом l . Тогда номер грани будет состоять из двух чисел lm , рис.2. Здесь m – порядковый номер грани с заданным l при обходе вокруг оси третьего порядка.

2. РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ОТ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ ГРАНИ

Из-за особенностей своей кристалломагнитной структуры борат железа является идеальным модельным объектом для изучения поверхностного магнетизма.

Симметрия и величина энергии возникающей одноосной поверхностной анизотропии кристалла определяются типом поверхности, так как эта энергия в соответствии со своим определением зависит от характера и симметрии расположения атомов в приповерхностной области. В частности, исходя из симметричных соображений, можно заключить, что в случае базисной плоскости (0001) одноосная поверхностная анизотропия должна отсутствовать.

Среди всех существующих естественных небазисных граней $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$, $(01\bar{1}2)$ монокристалла бората железа максимальная константа поверхностной анизотропии наблюдается на грани $(10\bar{1}4)$: $a_s = 0.014$ эрг/см² [2,3].

Представляет интерес систематизированное изучение зависимости величины энергии поверхностной анизотропии от кристаллографической ориентации граней кристалла, включая гипотетические, которые в процессе роста не формируются. Такие грани можно получать искусственно, путем соответствующих срезов, рис.3.

Рассмотрим семейство граней, параллельных оси второго порядка кристалла. Для таких граней энергия поверхностной анизотропии, определяемая как разность энергий магнитных ионов на поверхности и в глубине кристалла, имеет вид

$$\sigma = a_s \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + b_s \cos^2 \theta + \sin \theta \cos \theta (c_s \cos \varphi + d_s \sin \varphi). \quad (1)$$

Здесь θ и φ – полярный и азимутальный углы антиферромагнитного вектора, отсчитываемые от осей третьего и второго порядков кристалла, соответственно.

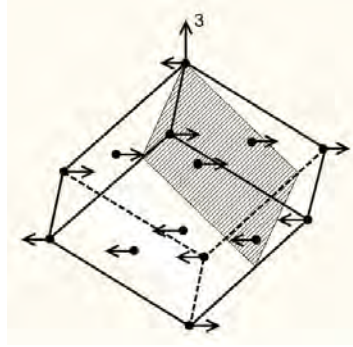


Рис. 3. Схема формирования срезов (штрихованная плоскость), параллельных оси второго порядка кристалла.

В соответствии со своим определением энергия (1) не содержит вклада, связанного энергией легкоплоскостной анизотропии в объеме кристалла. Учет этой анизотропии должен привести к существованию приповерхностного переходного слоя типа доменной границы, в котором магнитные моменты разворачиваются от равновесной ориентации на поверхности к ориентации, параллельной базисной плоскости в объеме кристалла. При этом плавность разворота определяется величиной обменного взаимодействия. Таким образом, переходный слой обладает энергией, которая вместе с энергией поверхностной анизотропии определяет равновесные углы спинов на поверхности грани. В случае пренебрежения очень слабой базисной анизотропией в глубине кристалла переходный слой связан с изменением только угла θ . Поверхностная плотность энергии переходного слоя определяется так [3]:

$$\gamma_{\theta} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \left\{ A \left(\frac{d\theta'}{dS} \right)^2 + a \cos^2 \theta' \right\} dS = \sqrt{aA} (1 - \sin \theta), \quad (2)$$

где A – параметр неоднородного обмена; a – константа легкоплоскостной кристаллографической анизотропии в объеме; θ' и θ – полярные углы антиферромагнитного вектора в объеме и на поверхности кристалла, соответственно.

Характерная энергия переходного слоя в рассматриваемом случае намного превосходит константы поверхностной анизотропии: $\sqrt{a'A} \approx 1,8 \text{ эрг/см}^3 \gg a_s, b_s, c_s, d_s$ [3]. Поскольку выход магнитных моментов приповерхностных ионов Fe^{3+} из базисной плоскости ведет к возрастанию «большой» энергии γ_{θ} и уменьшению «малой» σ , неколлинеарность магнитных моментов в переходном слое является энергетически невыгодной: магнитные моменты оказываются практически в базисной плоскости: $\theta'(S) = \theta = \pi/2$. Поверхностная анизотропия и обменное взаимодействие закрепляют спины в приповерхностном слое вдоль некоторого направления в базисной плоскости, задаваемого ориентацией поверхностных

спинов φ . В этом случае выражение для энергии поверхностной анизотропии (1) существенно упрощается. Константа a_s полностью определяет эту энергию:

$$\sigma = a_s \cos^2 \varphi \quad (3)$$

Мы рассчитали в магнитодипольном приближении константы a_s для граней, параллельных оси второго порядка, различающихся углом α , образуемым гранью с базисной плоскостью. Расчет привел к кривой $a_s(\alpha)$, представленной на рис.4.

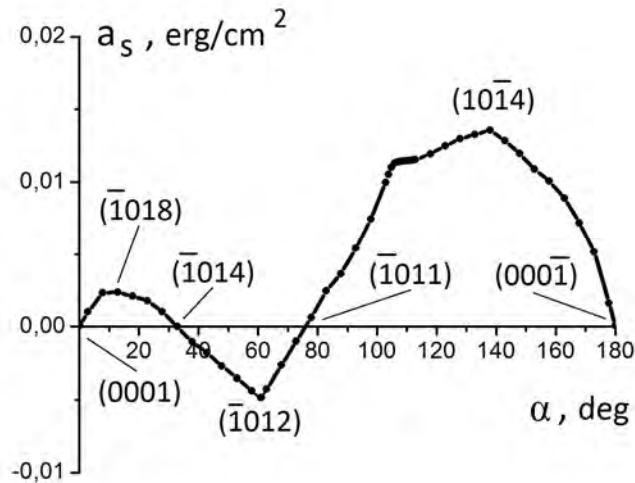


Рис. 4. Угловая зависимость константы поверхностной анизотропии. α – угол, образуемый рассматриваемой гранью с базисной плоскостью.

Кривая $a_s(\alpha)$ имеет ряд экстремумов, крупнейший из которых относится к плоскости $(10\bar{1}4)$. Точки ориентационных фазовых переходов по углу α соответствуют плоскостям $(\bar{1}014)$ и $(\bar{1}011)$. При прохождении через эти точки меняется знак энергии поверхностной анизотропии и ориентация легкой оси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена угловая зависимость величины энергии поверхностной анизотропии в кристаллах бората железа для семейства плоскостей, параллельных оси второго порядка. Эта зависимость носит осцилляционный характер. Для рассматриваемого семейства плоскостей максимальная поверхностная энергия соответствует естественной грани $(10\bar{1}4)$.

Список литературы

1. Газотранспортный синтез и морфология изометричных монокристаллов бората железа / Панкратов А.К., Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. // Ученые записки Таврического Национального Университета. – 2007. – Т.20(59). №1. – С. 64-73.

2. Near-Surface Magnetic Structures in Iron Borate / Zubov V.E., Krinchik G.S., Seleznyov V.N., Strugatsky M.B. // JMMM. – 1990. – Vol.86. – P.105-114.
3. Surface magnetism of real iron borate monocrystal / Maksimova E.M., Nauhatsky I.A., Strugatsky M.B., Zubov V.E. // JMMM. – 2010. – Vol.322. – P. 477-480.

Максимова О.М. Залежність енергії поверхневої анізотропії бората заліза FeBO_3 від кристаллографічної орієнтації зрізів / Максимова О.М., Наухацький І.А., Стругацький М.Б., Зубов В.Є. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 163-168.

Для монокристалів борату заліза отримана і проаналізована орієнтаційна залежність величини енергії поверхневої анізотропії для різних кристаллографічних орієнтацій зразків. Показано існування орієнтаційних фазових переходів, що призводять до зміни знака поверхневої енергії та переорієнтації легкої осі.

Ключові слова: борат заліза, слабкий ферромагнетик, поверхневий магнетизм.

Maksimova E.M. Dependence of surface anisotropy of iron borate FeBO_3 on the face crystallographic orientation / Maksimova E.M., Nauhatsky I.A., Strugatsky M.B., Zubov V.E. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 163-168.

For single crystals of iron borate FeBO_3 , it was obtained and analyzed the orientation dependence of surface anisotropy energy for different crystallographic orientations of the crystal face. It was shown that the existence of orientational phase transitions on the angle of face orientation leads to change in the sign of the surface energy and to reorientation of the easy axis.

Keywords: iron borate, weak ferromagnet, surface magnetism.

Поступила в редакцію 14.09.2011 г.

УДК 548.54, 548.522

МОНОКРИСТАЛЛЫ $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ В ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

*Стругацкий М.Б.¹, Ягунов С.В.¹, Постывей Н.С.¹, Селезнева К.А.¹,
Милюкова Е.Т.¹, Ягунов В.С.²*

¹Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

²Крымское отделение украинского геологоразведочного института, Симферополь, Украина

E-mail: strugatsky@crimea.edu, yagunov@crimea.edu

Экспериментально на основе метода раствор-расплавной кристаллизации показана возможность изоморфного замещения магнитных ионов железа диамагнитными ионами галлия в соединении $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$ в диапазоне концентраций $0 \leq x \leq 1$. Полученные образцы кристаллов $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$ оптического качества изучались методами рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) и энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС).

Ключевые слова: синтез, борат железа, диамагнитное разбавление.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время монокристаллы бората железа находят широкое применение в качестве модельных объектов фундаментальных экспериментальных исследований физики магнитоупорядоченного состояния.

Дополнительные возможности изучения новых эффектов открываются при использовании кристаллов бората железа, содержащих различные добавки, изоморфно замещающие атомы железа. Частичное замещение магнитных ионов диамагнитными в магнитоупорядоченных кристаллах является мощным методом, который позволяет детально изучать многие свойства магнетиков. Это связано с различием зависимостей механизмов, которые формируют такие свойства, от степени диамагнитного разбавления. В частности для оптических, магнитных и магнитооптических исследований большой интерес представляют кристаллы $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$.

1. СИНТЕЗ

Бораты железа выращиваются двумя способами – из раствора в расплаве [1] и из газовой фазы [2]. Изоморфное замещение ионов Fe ионами Ga в соединении $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$ возможно осуществить методом раствор-расплавной кристаллизации [3].

В настоящей работе методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве синтезированы монокристаллы на основе бората железа, часть ионов железа в которых замещена ионами Ga в диапазоне концентраций от $0 \leq x \leq 1$.

Для выращивания кристаллов путем кристаллизации из раствора в расплаве использовалась установка, функциональная схема которой представлена на рис. 1. Основными элементами экспериментальной установки являются: печь сопротивления, силовой блок, вращающее устройство с затравкодержателем, микропроцессорная система, управляющая и контрольная термодары.

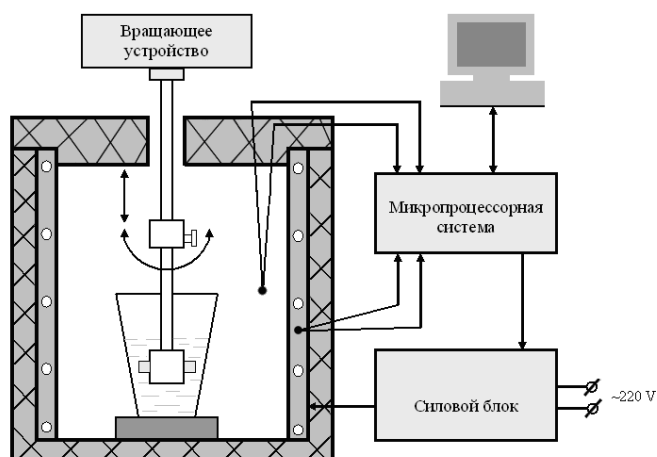


Рис. 1. Установка для выращивания монокристаллов $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$.

Основные требования, предъявляемые к установкам для синтеза монокристаллов, заключаются главным образом, в возможности установления заданного распределения температуры внутри печи и плавного ее изменения, а также, в возможности многократного воспроизведения того или иного температурного режима. Для решения этой задачи, а также для автоматизации ростового комплекса нами разработана микропроцессорная система. Она позволяет:

- 1) управлять тепловым узлом установки;
- 2) усиливать и регистрировать сигнал с термодар;
- 3) отображать на мониторе информацию о процессах, происходящих в раствор-расплавной системе с последующим сохранением полученных данных в персональном компьютере.

Кристаллизация проводилась в системе $\text{Ga}_2\text{O}_3 - \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{V}_2\text{O}_5 - \text{PbO} - \text{PbF}_2$, которая исследовалась зондовым методом и методом дифференциально-термического анализа. В результате определены соотношения компонентов шихты и температурные режимы, оптимальные для синтеза кристаллов. Серия пробных кристаллизаций показала, что в температурный режим необходимо вносить существенные корректировки при изменении соотношения кристаллообразующих компонентов. Температурный режим одного из процессов приведен на рис. 2. Он состоит из следующих этапов: I – нагрев печи; II – гомогенизация; III – резкий сброс температуры; IV – область зарождения и роста кристаллов; V – охлаждение печи

(извлечение затравкодержателя с синтезированными кристаллами); VI – охлаждение печи. Выросшие кристаллы $Fe_xGa_{1-x}VO_3$ показаны на рис. 3,4, 5.

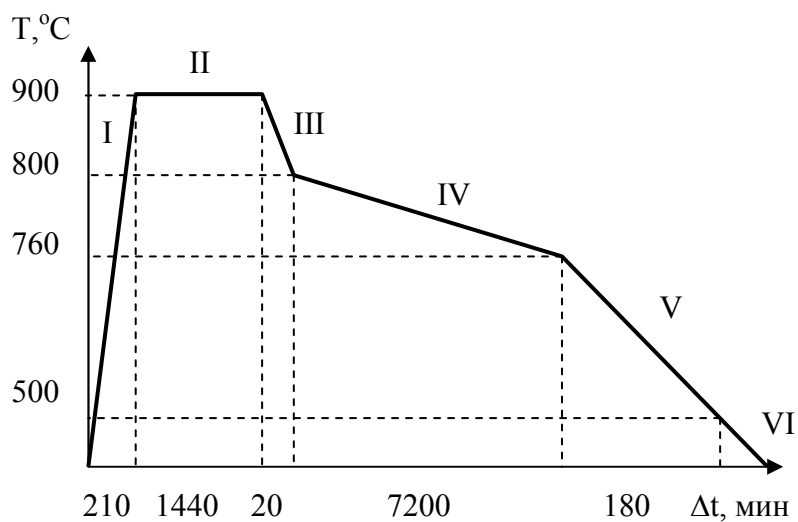


Рис. 2. Температурный режим кристаллизации.



Рис. 3. Монокристаллы $Fe_xGa_{1-x}VO_3$ на затравкодержателе.



Рис. 4. Монокристаллы $Fe_xGa_{1-x}VO_3$ с различными значениями x .

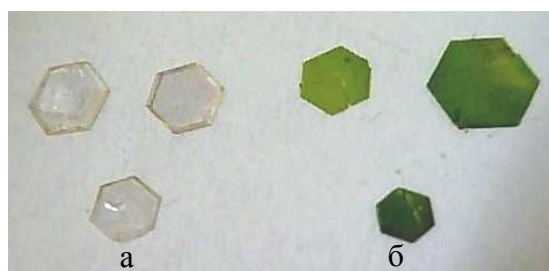


Рис. 5. Монокристаллы $GaVO_3$ (а) и $FeVO_3$ (б).

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтезированные кристаллы изучались методом рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) (рис.6) и методом энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) (рис.7).

Методом РФА установлено, что концентрация ионов железа и галлия в шихте существенно отличается от концентрации этих ионов в синтезированных кристаллах и, кроме этого, в кристаллах наблюдается разброс концентраций (рис.6). Обнаружено, например, что для концентрации железа в шихте 1% разброс концентраций железа в кристаллах, выращенных в одном тигле, составляет диапазон от 0,2 % до 4,0 %. Обратим внимание на еще одну закономерность, которую демонстрирует рис.6. В случае малых концентраций железа в шихте величина $x_{кр}$ существенно превосходит величину $x_{шихт}$. Однако с ростом концентрации железа в шихте величины $x_{кр}$ и $x_{шихт}$ в среднем имеют тенденцию к сближению. Такое явление, видимо, связано с размерными эффектами: кристалл растет за счет притока вещества к поверхности, а находящиеся в растворе ионы распределены в объеме. Впрочем, обнаруженная зависимость $x_{кр}(x_{шихт})$ требует дополнительных тщательных исследований.

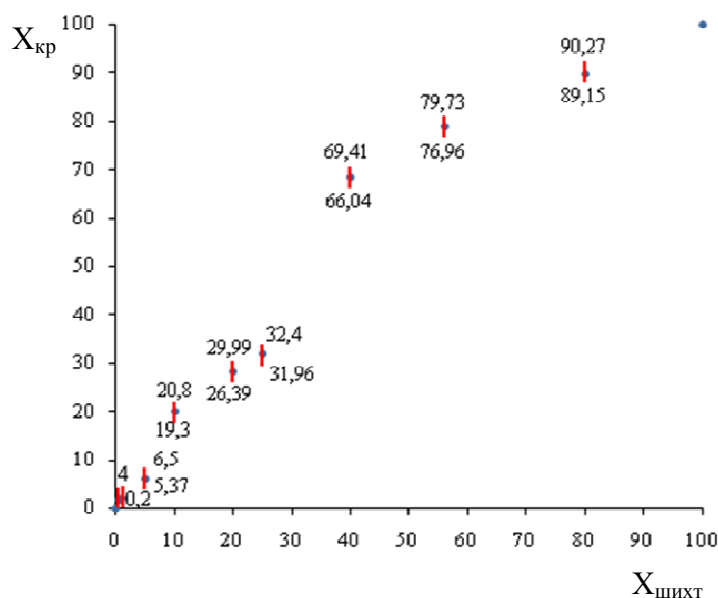


Рис. 6. Зависимость относительной массы Fe в кристалле $x_{кр} = [m_{Fe} / (m_{Fe} + m_{Ga})] \cdot 100\%$ от относительной массы Fe в шихте $x_{шихт} = [m_{Fe} / (m_{Fe} + m_{Ga})] \cdot 100\%$.

На рис. 7 представлен ЭДС-спектр одного из исследуемых кристаллов $Fe_xGa_{1-x}VO_3$ для $x = 0,06$. Видны пики, характерные для входящих в состав кристалла элементов: железа, галлия, кислорода. В спектре отсутствуют пики, соответствующие бору, поскольку методика позволяет «видеть» элементы, которые массивнее бора. Не обнаружено, также, пиков иных элементов (массивнее бора), номинально не входящих в состав кристалла, что свидетельствует об отсутствии примесей.

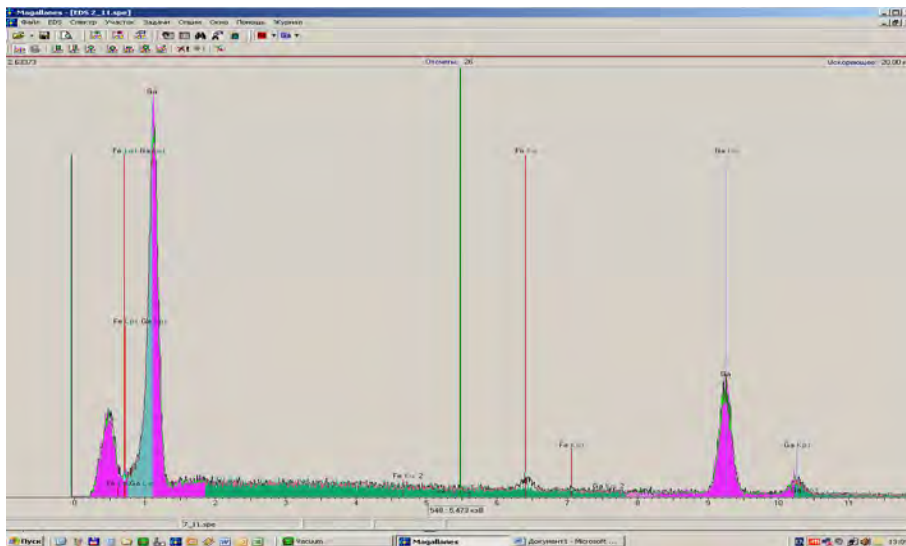


Рис. 7. ЭДС-спектр $Fe_{0,06}Ga_{0,94}VO_3$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Синтезирован ряд диамагнитно разбавленных кристаллов $Fe_xGa_{1-x}VO_3$ оптического качества с широким диапазоном замещений. Установлено, что концентрации ионов Fe и Ga в синтезированных кристаллах существенно отличаются от концентрации этих ионов в исходной шихте.

Список литературы

1. Стругацкий М.Б. Раствор-расплавный синтез монокристаллов бората железа / Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. // Ученые записки ТНУ. Физика. – 2006. – Т.19(58), вып. 1. – С.76-78.
2. Панкратов А.К. Газотранспортный синтез и морфология изометричных монокристаллов бората железа / Панкратов А.К., Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. // Ученые записки ТНУ. Физика. – 2007. – Т.20(59), вып. 1. – С.64-73.
3. Камзин А.С. Синтез и исследование слабоферромагнитных монокристаллов $Fe_{1-x}Ga_xVO_3$ / Камзин А.С., Ольховик Л.П., Снеткова Е.В. // ФТТ. – 2003. – Т.45, вып. 11. – С.2025-2027.

Стругацький М.Б. Монокристали $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{BO}_3$ для дослідження у фізиці твердого тіла / Стругацький М.Б., Ягупов С.В., Постивей Н.С., Селезньова К.А., Мілюкова О.Т., Ягупов В.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 169-174.

Експериментально на основі методу розчин-розплавної кристалізації показана можливість ізоморфного заміщення магнітних іонів заліза діамagnetними іонами галію в сполучі $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{BO}_3$ в діапазоні концентрацій $0 \leq x \leq 1$. Отримані зразки кристалів $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{BO}_3$ вивчалися методами рентгенофлуоресцентного аналізу (РФА) та енергодисперсійної спектроскопії (ЕДС).

Ключові слова: синтез, борат заліза, діамagnetне розбавлення.

Strugatsky M.B. Monocrystal system $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{BO}_3$ for research in solid state physics / Strugatsky M.B., Yagupov S.V., Postivey N.S., Seleznyova K.A., Milyukova E.T., Yagupov V.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 169-174.

Experimentally by the method of solution-melt crystallization it was demonstrated the possibility of isomorphic substitution of magnetic ions of iron by diamagnetic ions of gallium in the compound $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{BO}_3$ in the concentration range $0 \leq x \leq 1$. The samples of crystals $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{BO}_3$ were investigated by the methods of X-ray fluorescence analysis (XRFA) and energy dispersive spectroscopy (EDS).

Keywords: synthesis, iron borate, diamagnetic dilution.

Поступила в редакцію 18.09.2011 г.

УДК 53.07;535.23; 537.632

МНОГОЦЕЛЕВАЯ АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лагунов И.М., Лагунов С.И., Фадеева Т.А.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lagunov.igor@gmail.com, tatyana.fadeyeva@gmail.com*

В статье рассмотрена автоматизированная система, предназначенная для проведения оптических и магнитооптических исследований. Система выполнена на базе микропроцессорного блока, в состав которого входят аналоговые и цифровые узлы сбора экспериментальных данных и управления шаговыми двигателями.

Ключевые слова: физический эксперимент, автоматизация научных исследований, оптика, магнитооптика.

ВВЕДЕНИЕ

Для проведения статистически значимых физических исследований, особенно с динамически изменяющимися параметрами, необходимо многократное повторение эксперимента по одной методике и на одном образце. Такие исследования возможно проводить только с помощью современных автоматизированных систем, сопряженных с персональным компьютером [1, 2].

Автоматизация экспериментальной установки необходима и при проведении экспериментов в ручном режиме, так как, например, для оптических систем требуется динамическая прецизионная многошаговая подстройка различных электромеханических узлов [3], что дополнительно повышает роль субъективного фактора, по сравнению с экспериментами, в которых осуществляется простой съем экспериментальной информации с датчиков и приборов. Работа в ручном режиме также выполняется во время поискового эксперимента при определении порядков физических величин и границ диапазонов их изменения.

Для выполнения научных и учебных экспериментов в Таврическом национальном университете имени В.И. Вернадского совместно кафедрами экспериментальной физики и общей физики была разработана и изготовлена многоцелевая автоматизированная система для оптических и магнитооптических исследований АСМОИ. Система адаптирована под методики проведения экспериментов по изучению эволюции сингулярностей [4], например, таких как распределение интенсивности и поляризации лазерного излучения прошедшего через вещество или оптическое волокно, а также для исследований магнитооптических эффектов Фарадея, Коттона-Мутона и др. [5].

В целом, система состоит из персонального компьютера, микропроцессорного блока, видеокамеры, силовой части управления электромеханическими узлами и набором датчиков.

В отличие от традиционных вариантов автоматизации эксперимента на базе встроенных слотов PCI, ISA [6, 7] в персональный компьютер, данная система базируется на отдельном микропроцессорном блоке, что позволяет использовать в ней не только стационарный персональный компьютер, но и переносные (типа notebook, netbook), имеющие последовательные интерфейсы обмена информацией с внешними устройствами [8].

1. АППАРАТНАЯ ЧАСТЬ АСМОИ

При разработке АСМОИ функциональность и характеристики ее различных узлов определялись методиками проведения экспериментов в области измерения эволюции картины распределения сингулярностей и магнитооптических эффектов. Архитектура системы основана на микропроцессорном блоке, выполненном на базе ядра AVR микроконтроллера ATmega 32 фирмы Atmel [9, 10]. Основные технические характеристики микропроцессорного блока АСМОИ приведены в таблице 1.

Таблица 1

Основные технические характеристики микропроцессорного блока АСМОИ

№	Технический параметр	Единица измерения	Характеристика; численное значение
1.	Базовый микроконтроллер	-	AVR, ATmega 32 (Atmel)
2.	Тактовая частота	МГц	16
3.	Протокол связи блока управления с компьютером	-	RS232, USB2.0
4.	Тип жидкокристаллического дисплея	-	алфавитно-цифровой, 16x2
5.	Наличие подсветки	-	имеется
6.	Тип подсветки дисплея	-	внутренняя
7.	Наличие сторожевого таймера для защиты от сбоев в работе	-	имеется
8.	Разрядность аналого-цифрового преобразования	разр.	24, 12, 10
9.	Разрядность цифро-аналогового преобразования	разр.	12, 8
10.	Число аналоговых каналов ввода	шт.	4
11.	Диапазон изменения входного аналогового сигнала	В	0 ... +10, - 5...+5
12.	Число цифровых каналов ввода	шт.	4

13.	Диапазон изменения цифрового входного сигнала	В	-12 ... +12
14.	Число аналоговых выходных сигналов	шт.	2
15.	Диапазон изменения напряжения аналогового выходного сигнала	В	0 ... 10
16.	Диапазон изменения тока аналогового выходного сигнала	А	0 ... 1
17.	Число цифровых выходных сигналов	шт.	4
18.	Тип цифрового выходного сигнала	-	открытый сток
19.	Максимальное напряжение на коллекторе цифрового выходного сигнала	В	100
20.	Диапазон изменения тока цифрового выходного сигнала	А	0 ... 10
21.	Число шаговых двигателей	шт.	до 4
22.	Тип шаговых двигателей	-	ДШИ-200
23.	Угловая точность позиционирования (шаговый режим, без редукторов)	град	1.8
24.	Напряжение сети питания блока	В	220
25.	Частота сети питания	Гц	50
26.	Габариты	мм	235x220x100
27.	Масса	кг	1.5

Функциональная схема аппаратной части микропроцессорного блока АСМОИ показана на рис. 1.

Внутренняя архитектура микропроцессорного блока построена с использованием 2-х проводного интерфейса обмена I2C [8, 11] между модулями, что позволяет сам блок оперативно модернизировать (с помощью плат расширения) для решения различных экспериментальных задач или с учетом изменения методики эксперимента.

Режимы работы и выбранная текущая информация с датчиков выводится по внутреннему параллельному интерфейсу связи из микроконтроллера в жидкокристаллический алфавитно-цифровой дисплей WinStar WH1602. Встроенный дисплей представляет собой модуль с отдельным микропроцессором (типа KS0066), постоянной и оперативной памятью. В постоянной памяти помещен встроенный знакогенератор символов латиницы и кириллицы, а также спецсимволов, согласно кодировке КОИ-8. Оперативная память используется как текущее видеоОЗУ. Также в оперативной памяти могут быть размещены битовые матрицы символов, которых нет во встроенном знакогенераторе для их оперативного отображения на дисплее.

Аналоговая информация с датчиков экспериментальной установки поступает в модуль аналогового сигнала, который выполнен на базе операционных усилителей. Назначение данного блока – принять аналоговую информацию от внешних источников (через буферные каскады), а затем отмасштабировать до диапазона работы аналого-цифровых преобразователей АЦП. Диапазоны работы АЦП

определяются величиной опорных сигналов, которые также вырабатываются в модуле аналогового сигнала. Отмасштабированный аналоговый сигнал оцифровывается и далее передается по последовательному интерфейсу обмена в персональный компьютер.

Для выходного аналогового сигнала информация формируется в микроконтроллере согласно алгоритму работы и далее передается по внутреннему последовательному интерфейсу связи SPI (Serial Port Interface) байтовыми посылками (по два байта: команда, байт данных) в цифроаналоговые преобразователи ЦАП. Выходы ЦАП буферизованы мощными операционными усилителями.

Выходной цифровой сигнал из микроконтроллера поступает на мощные транзисторные ключи, выполненные на полевых транзисторах с изолированным затвором и малым сопротивлением открытого канала.

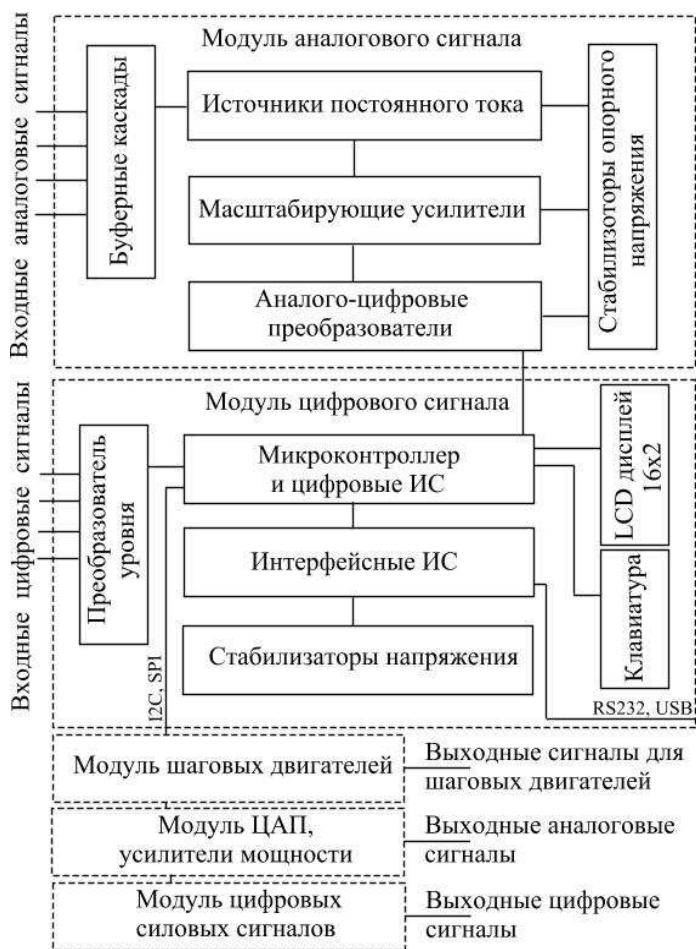


Рис. 1. Функциональная схема аппаратной части микропроцессорного блока АСМОИ.

Встроенный в блок управления источник стабилизированного питания вырабатывает напряжения, необходимые для питания аналоговой и цифровой электроники (+3.3В, +5В), подсветки дисплея (+4.2В), а также обмоток шаговых двигателей (+21В).

Цифровые данные для шаговых двигателей поступают от ведущего микроконтроллера в соответствующий модуль с ведомым микроконтроллером по 2-х проводному внутреннему интерфейсу и далее на драйвера шаговых двигателей, которые формируют необходимые сигналы и отслеживают токовую нагрузку. Стабилизация токов обмоток шаговых двигателей осуществляется в этом же модуле с помощью многоканальных микросхем токовой стабилизации. Отслеживать диапазон вращения шагового двигателя в данной экспериментальной установке целесообразно (но не обязательно), поэтому в ней имеется возможность установки датчиков конечного положения, информация с которых поступает на цифровые входы блока управления.

Технические характеристики используемых шаговых двигателей ДШИ-200 электромеханической части АСМОИ приведены в таблице 2.

Таблица 2

Технические характеристики ДШИ-200 электромеханической части АСМОИ

№	Технический параметр	Единица измерения	Численное значение
1.	Напряжение питания	В	21
2.	Частота отработки шагов	шаг/с	5000
3.	Номинальный шаг	град	1,8
4.	Потребляемый ток	А	1,5
5.	Вращающий момент	Н*м	0,06
6.	Момент инерции нагрузки	кг*м ²	1e-6
7.	Масса	кг	0,39
8.	Габаритные размеры	мм	58x58x60

На лицевой панели микропроцессорного блока (см. рис. 2, а) расположен жидкокристаллический алфавитно-цифровой дисплей (2 строки по 16 символов), а также 7-ми кнопочная клавиатура, что удобно для локального отображения информации и ручного управления электромеханической частью экспериментальной установки при испытании и настройке ее отдельных частей (в момент подготовки к эксперименту).

На обратной панели микропроцессорного блока (см. рис. 2, б) расположены:

- переключатель «Сеть» для включения/выключения блока;
- разъем сетевой для подключения блока в сеть питания 220В;
- разъем последовательного интерфейса RS232 (9-контактный) для связи блока с персональным компьютером;
- разъем последовательного интерфейса USB2.0-B;

- разъем входных аналоговых сигналов (аналоговые датчики);
- разъем входных цифровых сигналов (датчики конечного положения движения электромеханических частей);
- разъем выходных аналоговых сигналов (например, для работы печей при нагреве образца или элементов Пельтье при его охлаждении во время проведения температурных исследований);
- разъем выходных цифровых сигналов (вкл/выкл лазера, видеокамеры, исполнительных реле и других исполнительных механизмов);
- разъем управления шаговыми двигателями электромеханической части системы.



Рис. 2. Микропроцессорный блок АСМОИ: а) вид со стороны лицевой панели; б) вид со стороны разъемов управления, съема и передачи информации.

Предусмотрена возможность установки дополнительных разъемов для расширения (модернизации) АСМОИ.

Предварительные испытания показали, что данные технические параметры электромеханической части достаточны для их применения в составе АСМОИ.

2. ПРОГРАММНАЯ ЧАСТЬ АСМОИ

При работе с автоматизированной системой используется различное программное обеспечение. Данное программное обеспечение является многоуровневым (рис. 3.), что отражает сложность функционирования АСМОИ. В качестве уровней программного обеспечения выбраны соответствующие этапы работы с экспериментальными данными.

Программа первого уровня написана на языке Assembler микроконтроллера микропроцессорного блока (Atmel; система команд на базе ядра AVR-RISC), ее алгоритм обеспечивает работу самого блока и осуществляет:

- прием управляющей информации от персонального компьютера;
- сканирование аналоговых и цифровых датчиков;
- оцифровку полученной от датчиков информации;
- отображение промежуточной и служебной информации на жидкокристаллическом дисплее;

- опрос клавиатуры микропроцессорного блока;
- управление экспериментальной установкой в ручном режиме;
- управление аналоговыми и цифровыми выходными сигналами;
- управление движением шаговых двигателей;
- передачу полученной и служебной информации в персональный компьютер;
- выдачу системных звуковых сигналов (например, готовность к работе после внутреннего тестирования, достижения границ диапазонов перемещения по координатам и т.д.).



Рис. 3. Функциональная схема взаимодействия программ АСМОИ.

На рис. 4 показана основная часть функциональной схемы алгоритма работы микропроцессорного блока. Из функциональной схемы видно, что после начальной инициализации внутренних регистров микроконтроллера программа находится в цикле опроса событий, проходящих по алгоритму проведения эксперимента согласно выбранной методики.

Программа второго уровня является программой персонального компьютера и необходима для взаимодействия исследователя с экспериментальной установкой через стандартные элементы ввода-вывода операционной системы Windows. Программа написана на языке C++Builder и выполняет следующие действия:

- взаимодействие с пользователем через различные визуальные интерфейсные компоненты (система закладок; кнопки; скроллинги; элементы выбора, типа radiobutton, checkboxes и т.д.);
- визуализацию выбранных режимов и текущего состояния работы;
- выбор диапазона перемещения и величины шага смещения для шаговых двигателей автоматизированной системы;



Рис. 4. Функциональная схема алгоритма работы микропроцессорного блока.

- ручное позиционирование шаговых двигателей с помощью соответствующих программных движков;
- визуализацию изображения, получаемого от видеокамеры в режиме реального времени;
- сохранение изображения с видеокамеры в файл (в ручном и автоматическом режимах);
- выбор номера и типа последовательного порта обмена информацией с микропроцессорным блоком;
- выбор параметров обмена информацией по последовательному интерфейсу с микропроцессорным блоком управления: скорость обмена.

Программа второго уровня выполнена по типу работы пользователя с закладками, реализующими определенный набор действий:

- работа в полуавтоматическом режиме с клавиатуры компьютера (данный режим целесообразно применять для отладочных действий с экспериментальной установкой);
- работа в автоматическом режиме (данный режим удобен для получения массива экспериментальных данных по конкретной методике с учетом заранее установленного шага перемещения по координатной сетке или поворота оптического поляризатора);
- выбор параметров интерфейса обмена информацией микропроцессорного блока с компьютером (работа с полями данной закладки проводится при начальной инициализации всей автоматизированной системы или при необходимости смены параметров обмена).

Данная программа сохраняет полученные экспериментальные данные в файл в табличной форме, для их дальнейшей обработки программой третьего уровня.

Программа третьего уровня представляет собой программу обработки экспериментальных данных (может быть выполнена в любом математическом пакете, типа MatLab, MathCAD), полученных с помощью автоматизированной системы. Данная программа написана на языке высокого уровня и включает в себя набор математических функций для обработки получаемого изображения и других данных.

Программа третьего уровня выполняет следующие действия:

- загружает изображения в формате BMP или JPG;
- задает значения интенсивности, для определения координаты вихря;
- строит эллиптические линии равной интенсивности;
- определяет координаты вихря как сумму координат всех точек эллипса (свойства кривой эллипса);
- определяет центр пучка как сумму координат этих вихрей;
- визуализирует полученные данные в виде графиков функциональных зависимостей физических величин;
- создает *.dat файл с экспериментальными данными.

Экспериментальные данные, обработанные программой третьего уровня программного обеспечения АСМОИ, могут быть распечатаны (для отчетов и научных статей), а также сохранены для дальнейших научных исследований.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Тестирование автоматизированной системы проходило на экспериментальной установке по исследованию эволюции сингулярностей [4], функциональная схема которой показана на рис. 5.

Свет от гелий - неоновый лазер с длиной волны 0.63 мкм при помощи 20-ти кратного объектива фокусируется на кристалле ниобата лития, ось которого ориентирована вдоль оси пучка. После данного кристалла, при помощи 8-ми кратного объектива, луч расширяется и попадает на 20-ти кратный объектив, который фокусирует пучок на втором кристалле. Второй 8-ми кратный объектив коллимирует свет и проецирует его на фокусирующую систему, состоящую из 2-х 8-ми кратных объективов, один из которых установлен на автоматизированной подвижке. Параллельный пучок света проходит через $\lambda/4$ пластину, поляризатор и проецируется на фоточувствительный элемент ССД-камеры, которая подключена к персональному компьютеру.

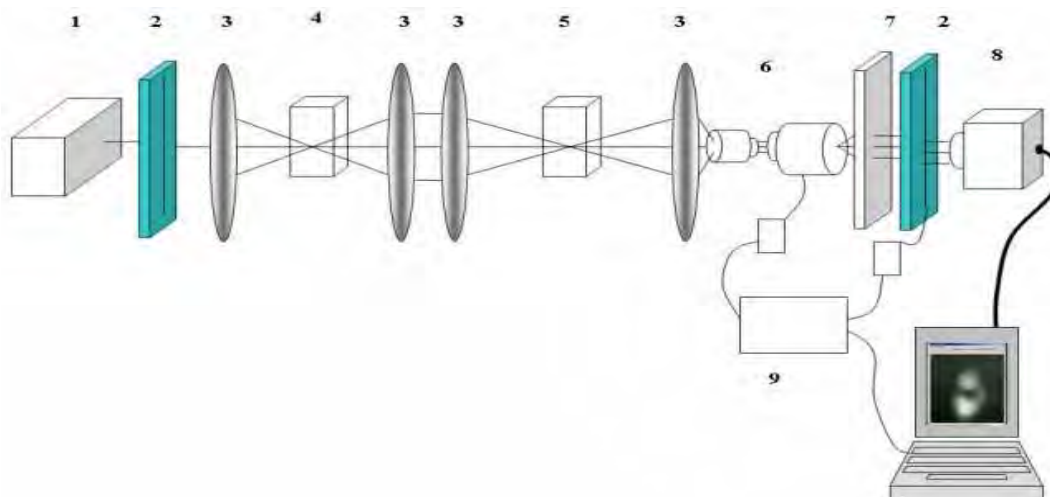


Рис. 5. Функциональная схема экспериментальной установки: 1- лазер, 2 - поляризатор, 3 – линза, 4 – кристалл LiNbO₃, 5- кристалл SiO₂, 6-система микрообъективов, 7 - $\lambda/4$ - пластина, 8 - CCD камера, 9 - микропроцессорный блок.

Тестирование работы АСМОИ проводилось при ее минимальной конфигурации, т.е. осуществлялось управление электромеханической частью экспериментальной установки (работа шаговых двигателей) и получение изображения с помощью ССД-камеры.

С помощью автоматизированной системы была получена серия фотоснимков оптических вихрей (рис. 6).

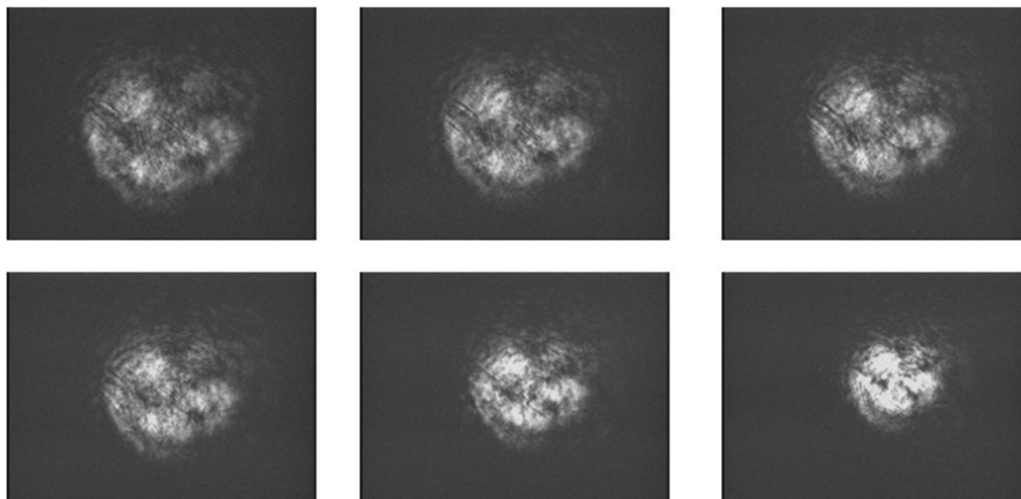


Рис. 6. Экспериментальные данные, полученные при тестировании АСМОИ.

Данная серия соответствует линейной поляризации, электрический вектор которой ориентирован под углом 45° к оси лабораторной системы координат. В результате обработки экспериментальных данных получены траектории оптических вихрей, возникающие при фокусировке лазерного пучка прошедшего систему двух одноосных кристаллов, второй из которых обладает слабой гироскопией. Исследование траектории показало, что вихри при приближении к фокусу испытывают только радиальное сближение, азимутальное кручение не обнаружено.

Полученные экспериментальные данные, приведенные на рис. 6, позволяют сделать вывод о работоспособности разработанной и изготовленной автоматизированной системы.

В настоящий момент АСМОИ проходит испытания в составе экспериментальной установки лаборатории функциональных материалов и волоконной оптики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского в рамках научно-исследовательской работы № госрегистрации 0109U001358.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в Таврическом национальном университете имени В.И. Вернадского была разработана и изготовлена автоматизированная система для проведения физических экспериментов в области оптических и магнитооптических исследований.

Учитывая универсальность элементов АСМОИ, данную систему можно также рекомендовать для проведения учебных занятий по изучению оптических и магнитооптических явлений. Система АСМОИ может быть использована для проведения учебных занятий по дисциплинам «Автоматизация научных

исследований», «Сингулярная оптика», «Нелинейная оптика», «Магнитооптика», «Физика магнитных явлений».

В дальнейшем предполагается тестирование системы и проведение научных экспериментов в расширенном варианте ее функционирования, что позволит выполнять эксперименты по более сложным методикам.

Список литературы

1. Бержанский В.Н. Автоматизированная система управления и регистрации экспериментальных данных в физическом эксперименте / Бержанский В.Н., Власова Т.А., Лагунов И.М. // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И.Вернадского, серия «Физико-математические науки». – 2010. – Т.23 (62), №3. - С. 193-201.
2. Lagunov I.M. Automated System for thermo-, galvano-, magnetic researches / Lagunov I.M., Vlasova T.A. // International Conference “Functional Materials” ICFM-2011. – Crimea, Partenit. – 2011. – С. 122.
3. Fadeyeva T.A. Quadrefringence of the vortex beams in birefringent crystals / Fadeyeva T.A., Rubass A.F., Volyar A.V. // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, серия «Физико-математические науки». – 2010. – Т.23 (62), №1, Ч.1. - С. 30-56.
4. Лагунов С.И. Автоматизация процесса фокусировки светового пучка генерируемого системой одноосных кристаллов / Лагунов С.И. // Дипломная работа на соискание квалификационного уровня «Магистр» по специальности «Физика». – Симферополь: Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, 2006. – 80 с.
5. Звездин А.К. Магнитооптика тонких пленок / Звездин А.К., Котов В.А. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 192 с.
6. Костров Б.В. Архитектура микропроцессорных систем / Костров Б.В., Ручкин В.Н. – М.: Изд-во Диалог-МИФИ, 2007. – 304 с.
7. Мікропроцесорна техніка: Підручник за ред. Т.О.Терещенко. – К.: ІВЦ «Видавництво «Політехніка», 2004. – 440 с.
8. Лапин А.А. Интерфейсы. Выбор и реализация / Лапин А.А. – М.: Техносфера, 2005. – 168 с.
9. <http://www.atmel.com>.
10. Хартов В.Я. Микроконтроллеры AVR / Хартов В.Я. – М.: Изд-во МГТУ имени Н.Э.Баумана, 2007. – 240 с.
11. Семенов Б.Ю. Шина I2C в радиотехнических конструкциях / Семенов Б.Ю. – М.: Соломон-Р, 2002. – 190 с.

Лагунов І.М. Багатоцільова автоматизована система для оптичних та магнітооптичних досліджень / Лагунов І.М., Лагунов С.І, Фадеева Т.А. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 175-186.

У статті розглянута автоматизована система, яка призначена для проведення оптичних та магнітооптичних досліджень. Система розроблена на базі мікропроцесорного блоку, до складу котрого належать аналогові та цифрові вузли збору експериментальних даних та управління кроковими двигунами.

Ключові слова: фізичний експеримент, автоматизація наукових досліджень, оптика, магнітооптика.

Lagunov I.M. Multipurpose automated system for optical and magneto-optical researches / Lagunov I.M., Lagunov S.I., Fadeyeva T.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 175-186.

The article deals an automated system designed for the optical and magneto-optical researches. The system is based on the microprocessor unit, which includes analog and digital nodes. This nodes collect experimental data and the control of stepper motors.

Keywords: physical experiment, automation of scientific research, optics, magneto-optics.

Поступила в редакцію 01.09.2011 г.

УДК 621.317.745, 538.956, 539.1.075

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПЕДАНСА ДИЭЛЕКТРИКОВ НА НИЗКИХ И СВЕРХНИЗКИХ ЧАСТОТАХ

Евдокимов С.В., Притуленко А.С., Сапига А.А., Яценко А.В.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lab2@crimea.edu*

Приводится описание устройства для экспериментального исследования электрических свойств и импеданса высокоомных диэлектрических материалов в диапазоне частот (0,0001 ÷ 10000) Гц. Импеданс определяется на основании анализа частотных зависимостей коэффициента передачи и фазового сдвига цепи, включающей в себя исследуемый объект. Возможности разработанного устройства иллюстрируются результатами исследования электрических свойств кристалла LiNbO₃, прошедшего восстановительный отжиг в водороде.

Ключевые слова: импеданс, диэлектрики, электрическая проводимость, электрометрия.

ВВЕДЕНИЕ

Импедансная спектроскопия является очень распространённым методом исследования электрических свойств и механизмов электрической проводимости кристаллических материалов с низкой подвижностью носителей [1]. Для проведения таких исследований обычно используются либо специализированные анализаторы импеданса, либо прецизионные *LCR*-измерители. Одними из лучших приборов такого назначения являются анализаторы импеданса фирмы Hewlett-Packard (HP4195) и прецизионные *LCR*-измерители Agilent 4284A [2]. Общей особенностью таких приборов является невысокое входное сопротивление измерительного блока (стандартное значение - 1 МОм) и ограниченный снизу диапазон рабочих частот – обычно минимальная рабочая частота таких приборов составляет (1÷10)Гц. Высокие технические характеристики подобных приборов полностью реализуются только в случае исследования объектов с относительно низким электрическим сопротивлением. Поэтому корректное изучение электрических свойств высокоомных диэлектриков (ВД) возможно только при достаточно высоких температурах ($T > 600\text{K}$), когда сопротивление образца уменьшается на несколько порядков [3-5]. Это обстоятельство существенно снижает информативность экспериментов по исследованию многих ВД методом импедансной спектроскопии при температурах, близких к комнатной.

Целью настоящей работы была разработка и создание недорогого устройства, позволяющего существенно расширить возможности исследования электрических свойств ВД, в том числе сегнетоэлектриков типа смещения и цеолитов.

1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПЕДАНСА ДИЭЛЕКТРИКОВ

Рассмотрим основные методы измерения импеданса диэлектрических материалов. Классическая эквивалентная схема монодоменного сегнетоэлектрического кристалла [6] изображена на рис.1, где резисторы R_{b1} и R_{b2} представляют сопротивления первого и второго поверхностных приэлектродных слоёв кристалла; R_v - сопротивление внутренней части кристалла, а емкости соответствующих областей обозначены как C_{b1} , C_{b2} и C_v .

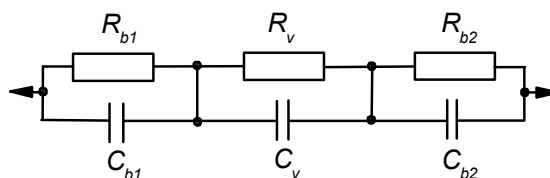


Рис. 1. Эквивалентная схема сегнетоэлектрического кристалла [3].

Выражение для импеданса $Z(\omega)$ этой цепочки имеет следующий вид:

$$Z(\omega) = \frac{R_{b1}}{1 + i\omega R_{b1} C_{b1}} + \frac{R_{b2}}{1 + i\omega R_{b2} C_{b2}} + \frac{R_v}{1 + i\omega R_v C_v} \quad (1)$$

Прямые измерения мнимой и действительной части $Z(\omega)$ могут быть выполнены с помощью анализатора импеданса или измерителя LCR и при этом исследуемый образец подключается непосредственно к измерительным входам прибора. На основании этих измерений обычно строится так называемая диаграмма Коул-Коула, которая и является основным источником информации о электрических свойствах исследуемого кристалла [2-5].

Однако аналогичная информация может быть получена и другим методом – при помощи исследования частотной зависимости коэффициента передачи $K(\omega)$ и фазового сдвига $\varphi(\omega)$ цепи, содержащей исследуемый образец с импедансом $Z(\omega)$ и RC цепочки с известными параметрами. Блок схема устройства, реализующего такой принцип измерений импеданса, представлена на рис.2.

Если ЭМУ имеет идеальную амплитудную и фазовую характеристики, то выражения для модуля коэффициента передачи $K(\omega)$ и фазового сдвига $\varphi(\omega)$ такой цепи могут быть записаны в следующем виде:

$$|K(\omega)| = \frac{U_2}{U_1} = \frac{R_1 K}{\left\{ [\omega C_1 R_1 \operatorname{Re}(Z) + \operatorname{Im}(Z)]^2 + [R_1 + \operatorname{Re}(Z) - \omega C_1 R_1 \operatorname{Im}(Z)]^2 \right\}^{1/2}} \quad (2)$$

$$\operatorname{tg}(\varphi) = -\frac{\omega C_1 R_1 \operatorname{Re}(Z) + \operatorname{Im}(Z)}{R_1 + \operatorname{Re}(Z) - \omega C_1 R_1 \operatorname{Im}(Z)} \quad (3)$$

где K – коэффициент усиления ЭМУ.

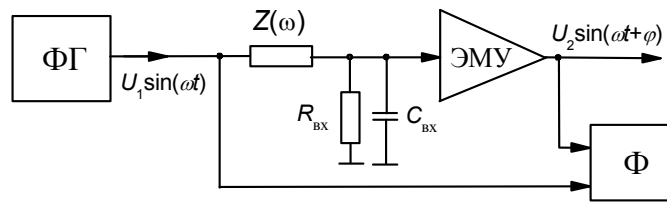


Рис. 2. Блок-схема устройства для измерения импеданса. ФГ – функциональный генератор; Ф – измеритель разности фаз; ЭМУ – электрометрический усилитель; R_1 и C_1 – входное сопротивление и емкость ЭМУ.

Экспериментально полученные при исследовании конкретного кристалла зависимости $|K(\omega)|$ и $\varphi(\omega)$ можно аппроксимировать при помощи выражений (2) и (3) с использованием метода последовательных приближений. Для выбора наиболее адекватного набора параметров, которые описывают электрические свойства кристалла, можно использовать относительное среднеквадратичное отклонение (σ) реальных зависимостей $|K(\omega)|$ и $\varphi(\omega)$ от расчетных. Соответствующее выражение для анализа модуля коэффициента передачи имеет вид:

$$\sigma_K = \left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[\frac{K(\omega_i)_э - K(\omega_i)_р}{K(\omega_i)_э} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (4)$$

где n – количество точек измерения $|K(\omega)|$; $|K(\omega_i)_э|$ и $|K(\omega_i)_р|$ – экспериментальное и расчетное значения модуля коэффициента передачи на частоте ω_i . Применяя такой подход можно достаточно точно определить все параметры, которые учитываются в эквивалентной схеме кристалла.

Измерения импеданса по этому методу можно проводить при помощи профессиональных анализаторов линейных цепей, например, Solartron 1260. Этот прибор обладает сверхшироким частотным диапазоном (10 мкГц ÷ 32 МГц) и высоким фазовым разрешением – меньше 0.1° . Однако его входное сопротивление также равно 1 МОм, поэтому исследования ВД и в этом случае будут ограничены областью высоких температур.

2. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Нами разработано относительно простое и недорогое универсальное устройство для исследования электрических свойств ВД, позволяющее не только проводить изучение импеданса в диапазоне частот (10^{-4} ÷ 10^4) Гц, но и исследовать их пьезоэлектрические свойства и проводимость по постоянному току. Функциональная схема устройства приводится на рис.3.

Функциональный генератор осуществляет формирование напряжения специальной формы для исследования электрической проводимости по постоянному току и формирование синусоидального напряжения в диапазоне частот (10^{-4} ÷ 10^4) Гц. Генератор реализован по принципу прямого цифрового

синтеза сигналов [7] с использованием 12 разрядного ЦАП типа AD667JP и 8 разрядного ЦАП типа AD7528JN, что обеспечивает малые нелинейные искажения ($< 0.2\%$) и высокое отношение сигнал/помеха во всей полосе рабочих частот при генерации гармонического сигнала. Амплитуда выходного напряжения – до 20 В.

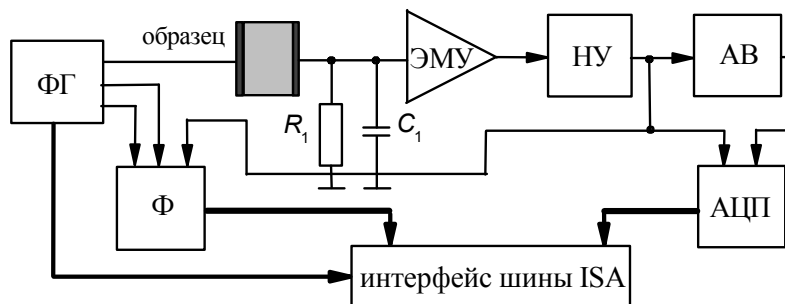


Рис. 3. Блок-схема анализатора импеданса. НУ – нормирующий усилитель; АВ – активный выпрямитель; Ф – измеритель разности фаз.

В установке использован прецизионный ЭМУ [8] с большим входным сопротивлением R_1 (до 4 ГОм), малым температурным дрейфом (≤ 1 мкВ/°С) и коэффициентом усиления $K=5$ в полосе частот $(0 \div 20000)$ Гц. Это позволяет проводить как исследование пьезоэлектрических свойств ВД, так и исследование импеданса. Широкополосный нормирующий усилитель и активный выпрямитель выполнены на быстродействующих ОУ. Измерение амплитуды сигнала на выходе устройства осуществляется 12-разрядным АЦП типа AD574AJN. Если $(\omega/2\pi) \leq 10$ Гц, измеряемое напряжение подается непосредственно на вход АЦП при частоте выборки до 10 кГц, а при $(\omega/2\pi) > 10$ Гц вход АЦП подключается к выходу активного выпрямителя.

Измеритель разности фаз работает по принципу измерения временного интервала и содержит быстродействующий усилитель-ограничитель, схему управления и двоичный счетчик. Точность измерения разности фаз не хуже 1° во всем диапазоне рабочих частот.

Информация от ФГ, измерителя фазового сдвига и АЦП через интерфейс шины ISA передается в IBM-совместимый ПК и последующая обработка данных проводится специальной программой разработанной в среде DELPHI.

Реальные возможности разработанного устройства хорошо иллюстрируют результаты исследования импеданса кристалла LiNbO_3 , прошедшего восстановительную обработку в водороде. Кристалл был синтезирован в НПО «Карат», г. Львов. На рис.4 представлена экспериментальная зависимость $|K(\omega)|$, полученная при $T=294\text{K}$ и результаты ее аппроксимации выражением (2). На рис.5 изображена соответствующая диаграмма Коул-Коула.

Наглядно видно, что в исследованном образце приповерхностные слои имеют электрические свойства, отличные от свойств кристалла в объеме. Очевидно, что

применение анализаторов импеданса Hewlett-Packard или LCR-измерителя Agilent 4284A в данном случае привело бы к потере части информации, которая лежит в диапазоне частот $(\omega/2\pi) \leq 1$ Гц, то есть информации о электрических свойствах приповерхностных барьеров.

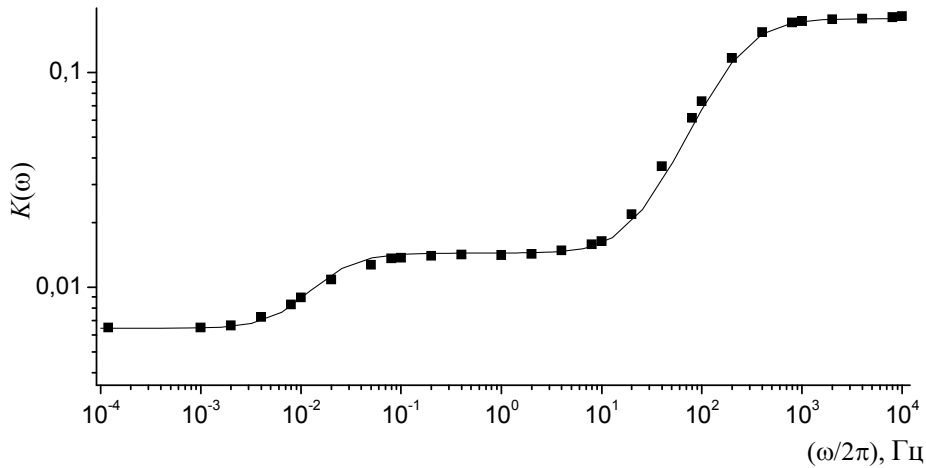


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента передачи цепи, содержащей кристалл LiNbO_3 , полученная при $T=294\text{K}$. $R_1=44$ Мом, $C_1=12$ пФ. Точки – эксперимент, сплошная линия – оптимальная аппроксимация ($\sigma_k = 1.1\%$).

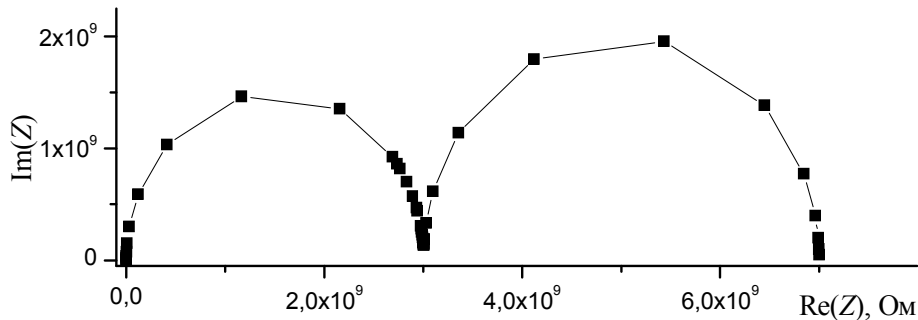


Рис. 5. Диаграмма Коул - Коула, построенная на основании обработки результатов эксперимента, приведенных на рис.4.

ВЫВОДЫ

Приведенный выше анализ результатов экспериментального исследования образца LiNbO_3 при $T=294\text{K}$ показывает, что разработанное нами устройство обладает существенными преимуществами перед дорогостоящими промышленными измерительными приборами, которые применяются для

изучения импеданса в ВД. Его использование существенно расширяет возможности исследования электрических свойств ВД при температурах, близких к комнатной. Вторым преимуществом этого устройства является возможность исследования пьезоэлектрического эффекта в сегнетоэлектриках и электрической проводимости ВД в режиме измерений по постоянному току.

Список литературы

1. Low-frequency dielectric dispersion in ferroelectric crystals / Araujo J., Mendes Filho J., Melo F., et al. // Phys. Rev. B. – 1998. – V.57. – P.783-788.
2. Impedance spectroscopy of iron-doped lithium niobate crystals / Brands K., Falk M., Woike T., Buse K. // Appl. Phys. B. - 2009. – V.91. – P.279-281.
3. Lanfredi S. Impedance spectroscopy study of the electrical conductivity and dielectric constant of polycrystalline LiNbO₃ / Lanfredi S., Rodrigues A. // J. Appl. Phys. – 1999. – V.86. – P.2215-2219.
4. Nobre M. Dielectric loss and phase transition of sodium potassium niobate ceramic investigated by impedance spectroscopy / Nobre M., Lanfredi S. // Catalysis Today. – 2003. – V.78. – P.529-538.
5. Bennani F. Impedance spectroscopy analysis of pure and Ni-doped lithium tantalate / Bennani F., Husson E. // J. Eur. Ceram. Soc. – 2001. – V.21. – P.847-854.
6. Chynoweth A. Surface space-charge layers in barium titanate // Phys. Rev. – 1956. – V.102. – P.705-714.
7. Дьяконов В.П. Генерация и генераторы сигналов / Дьяконов В.П. - М.: ДМК Пресс. – 2009. – 384 с.
8. Евдокимов С.В. Простой усилитель для пьезоэлектрических измерений / Евдокимов С.В., Яценко А.А., Яценко А.В. // Учёные Записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. – Серия: “Физико-математические науки». – 2010. – Т.23(62), №. 1. Ч. I. – С.125-130.

Євдокимов С.В. Прилад для дослідження імпедансу діелектриків на низьких та наднизьких частотах / Євдокимов С.В., Пritуленко А.С., Сапіга О.О., Яценко О.В. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 187-192.

Наводиться опис приладу для експериментального дослідження електричних властивостей та імпеданса високоомних діелектричних матеріалів в діапазоні частот (0.0001 ÷ 10000) Гц. Імпеданс встановлюється на підставі аналізу частотних залежностей коефіцієнту передачі та фазового зсуву електричного кола, яке містить об'єкт, що досліджується. Можливості приладу, який був розроблений, ілюструються результатами дослідження електричних властивостей кристала LiNbO₃, який пройшов відновлювальний відпал у водні.

Ключові слова: імпеданс, діелектрики, електрична провідність, електрометрія

Yevdokimov S.V. Device for low and ultra low frequency impedance investigation in dielectric materials / Yevdokimov S.V., Pritulenko A.S., Sapiga A.A., Yatsenko A.V. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 187-192.

Simple device for the electrical properties and impedance investigation of dielectric materials with high electric resistivity in the frequency range (0.0001 ÷ 10000) Hz is described. Impedance values are obtained by the analysis of the frequency dependences of transmission coefficient and a phase shift of a circuit, which contains the investigated sample. The possibilities of designed device are illustrates by the results of the experimental investigation of LiNbO₃ crystal, reduced in hydrogen atmosphere.

Key words: impedance, dielectrics, electric conductivity, electrometry.

Поступила в редакцію 03.09.2011 г.

Хроника – 2011

Информация
о международной научной конференции «Функциональные материалы»,
International Conference «Functional Materials» ICFM'2011

<http://icfm.net.ua>

С 3 по 8 октября 2011 года в Партените (АР Крым, Украина) состоялась Международная научная конференция «Функциональные Материалы» (ICFM'2011).

Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского на протяжении 10 лет проводит международные научные конференции «Функциональные материалы» (ICFM), на которых обсуждаются актуальные проблемы физики, технологии и применение в современной технике материалов с новыми функциональными свойствами. Особое внимание уделяется развитию новых направлений в области нанофизики и нанотехнологий, таких как спинтроника, магноника, биосенсорика. За время проведения в Крыму конференций ICFM на них было заслушано более 2000 докладов по различным направлениям науки о функциональных материалах.

Соорганизаторами конференции ICFM'2011 были Министерство науки и образования, молодежи и спорта Украины, ряд ведущих академических институтов и университетов Украины (Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Институт магнетизма НАНУ и МОНУ, Институт монокристаллов НАНУ и МОНУ, Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина, Национальный технический университет Украины «КПИ», Государственный фонд фундаментальных исследований Украины). В состав организаторов входила Международная европейская лаборатория LIA «LEMAS», основанная Национальным центром научных исследований Франции (CNRS) и Фондом фундаментальных исследований России и поддерживаемая в последнее время государственным Фондом фундаментальных исследований Украины. Членами международного и программного Оргкомитетов выступали ведущие ученые Англии, Франции, США, Испании, Финляндии, Германии, Японии, Кореи, России, Белоруссии и Украины.

Международный комитет: Барьяхтар В.Г. – председатель (Украина), Cho S.H. (Корея), Gonzales J. (Испания), Гринев Б.В. (Украина), Никитов С. (Россия), Федосюк В. (Украина), Шпак А.П. (Украина), Barandiaran J. (Испания), Demokritov S. (Германия), Mapps D. (Англия), Slavin A. (США), Sato K. (Япония), Pernod Ph. (Франция), Ullakko K. (Финляндия), Устинов В.И. (Россия), Szymczak H. (Польша).

Программный комитет: Горобец Ю.И. – сопредседатель (Украина), Звездин А.К. – сопредседатель (Россия), Бебенин Н. (Россия), Бержанский В.Н. (Украина), Грановский А.Г. (Россия), Иванов Б.А. (Украина), Кияк Б. (Украина),

Локтев В. (Украина), Любутин И. (Россия), Ошкадеров С.П. (Украина), Овчинников С. (Россия), Петраковский Г. (Россия), Погорелый А. (Украина), Preobrazhensky V. (Франция), Прозорова Л. (Россия), Рябченко С.М. (Украина), Сигов А. (Россия), Толмачев А.В. (Украина), Валах М.Я. (Украина), Варюхин В. (Украина), Zhukov A. (Испания).

Организационный комитет: Бержанский В.Н. (председатель), Вишневецкий В.Г., Мурава-Середа А.В., Поздеева И.В., Попов В.В., Старчевская Т.Г., Потапова О.В., Полулях С.Н., Горбованов А.И., Михайлова Т.В.

Конференция проводилась в сотрудничестве с национальным научным журналом «Функциональные материалы», который благодаря высокому уровню опубликованных статей недавно включен в международную реферативную систему «Scopus».

В рамках совместно организованного мероприятия «FP7 Event: Transnational Brokerage» приняли участие ключевые эксперты 7-й рамочной программы Европейского Союза.

На конференции ряду участников были вручены награды Государственного Фонда фундаментальных исследований Украины. Почетным знаком «За вклад в науку» были награждены Co-director Joint European Laboratory LEMAC Professor Preobrazhensky V. (Ecole Centrale de Lille, Lille, France), профессор Игнатченко В.А. (Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия) и председатель Оргкомитета ICFM профессор Бержанский В.Н. (Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина).

В представлении материалов на ICFM'2011 приняли участие 1276 авторов из 25 стран: Украины, России, Беларуси, Казахстана, США, Германии, Испании, Кореи, Польши, Швейцарии, Нидерландов, Финляндии, Великобритании, Италии, Палестины, Японии, Латвии, Молдовы, Франции, Швеции, Португалии, Канады, Бельгии, Судана, Эстонии. Программный комитет рассмотрел 452 тезисов докладов и включил в программу конференции 430 докладов – среди них 114 устных (36 лекций и 78 секционных) и 316 стендовых. В работе конференции приняли участие около 300 человек, из них 70 академиков, профессоров, докторов наук из разных стран.

Украина была представлена следующими научными и образовательными учреждениями:

- Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского (Симферополь)
- Институт магнетизма НАНУ и МОНУ (Киев)
- Киевский национальный университет имени Т.Г. Шевченко (Киев)
- НТК «Институт монокристаллов» НАН Украины (Харьков)
- Национальный технический университет «Киевский политехнический институт» (Киев)
- Физико-технический институт низких температур имени Б. Веркина НАН Украины (Харьков)

- Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина (Донецк)
- Донецкий национальный университет (Донецк)
- Институт физики полупроводников НАНУ (Киев)
- Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина (Харьков)
- Институт физики металлов НАНУ (Киев)
- Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт» (Харьков)
- Институт проблем материаловедения НАНУ (Киев)
- Национальный университет «Львовская политехника» (Львов)
- Институт радиофизики и электроники имени А. Усикова НАНУ (Харьков)

На конференции было проведено 2 пленарных, 14 голосовых и 11 стендовых (всего 27) заседаний следующих научных секций:

- Фундаментальная физика функциональных материалов.
- Магнитотвердые и магнитомягкие материалы.
- Спинтроника. Явления переноса. Мультислои.
- Электро- и магнитооптические материалы.
- Пьезо- и магнитоэлектрические материалы. Мультифероики.
- Магнитоупругие и адаптивные материалы.
- Магنونика. СВЧ материалы и метаматериалы.
- Нанофизика и нанотехнологии функциональных материалов.
- Материалы для медицины и охраны окружающей среды. Биосенсоры.

Состоялась также мемориальная сессия «Современные проблемы спиновой динамики», посвященная столетию известного советского и украинского ученого, представителя научной школы Ландау Л. академика Ахиезера А.И.

В рамках конференции была организована работа Международного семинара «Physical aspects of the luminescence of complex oxide dielectrics» (LOD-2011).

Рабочим языком конференции был английский. На пленарных, а также голосовых секционных заседаниях было заслушано 35 приглашенных докладов ведущих ученых по всем научным направлениям конференции.

Существенным отличием конференции проявился ее междисциплинарный характер, который позволил специалистам, работающим в различных областях физики функциональных материалов, оценить достижения и обогатиться идеями, которые реализуются в смежных областях физики твердого тела.

В качестве приоритетных задач, требующих своего решения, на конференции были отмечены следующие:

- Расширение исследовательских и прикладных работ, связанных с изучением, синтезом и применением метаматериалов и материалов спинтроники
- Теоретическое и экспериментальное исследование магнитоэлектрических явлений и поиск новых материалов с магнитоэлектрическими свойствами.
- Расширение исследовательских работ в области фемтосекундной спиновой динамики, нелинейной магнитооптики и магнитоакустики.

- Расширение работ в области синтеза новых адаптивных материалов (материалы с эффектом памяти формы), чувствительных к внешнему магнитному полю.

- Синтез и исследование новых быстродействующих сцинтилляционных материалов с высоким энергетическим разрешением и световым выходом.

- Синтез и исследование новых наноструктурных материалов, в том числе демонстрирующих гигантские магниторезистивные эффекты.

- Развитие теории статических и динамических свойств в наноразмерных пленках и частицах.

- Поиск и применение новых функциональных материалов для использования в медицине и охране окружающей.

Следует отметить, что в конференции участвовало много научной молодежи - аспирантов и студентов. Организационным комитетом был проведен конкурс на лучший доклад молодых ученых. Почетные дипломы получили следующие участники:

Dvornik M.O. (Exeter, United Kingdom), Ермолаева О.Л. (Нижний Новгород, Россия), Горностаева А. (Донецк, Украина), Мацунин А.А. (Красноярск, Россия), Михайлова Т.В. (Симферополь, Украина), Попов В.В. (Симферополь, Украина), Пышков В.Н. (Киев, Украина), Шарай И.В. (Киев, Украина), Соколовский В.В. (Челябинск, Россия), Сопильняк А.В. (Москва, Россия).

По материалам конференции в первом квартале 2012 г. планируется выход отдельного выпуска журнала «Functional Materials».

Проведение международных конференций по функциональным материалам стало стимулом для дальнейшего развития физических и технологических исследований функциональных материалов в Украине. Седьмую Международную научную конференцию «Функциональные материалы ICFM'2013» в 2013 году было предложено провести в Партените (Украина).

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Агалиди
Юрий Сергеевич** научный сотрудник Национального Технического университета Украины «Киевский Политехнический Институт»
Украина, Киев, пр. Перемоги, 37
- Алексеев
Константин Николаевич** доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: c.alexeyev@yandex.ua
- Баршак
Елена Владимировна** студентка 5 курса кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Басиладзе
Георгий Диомидович** зам. зав. отделом функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu
- Бержанский
Владимир Наумович** доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: roton@crimea.edu
- Бойко
Владислав Александрович** студент 3го курса кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Боклаг
Наталья Александровна** аспирантка кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
инженер Национального центра управления и испытаний космических средств
97419, Евпатория-19

- Вертегел
Игорь Григорьевич** кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела оптики и спектроскопии кристаллов Института физики НАН Украины 03680, Киев, пр.Науки, 46, тел. 044-525-08-37
e-mail: vertegel@iop.kiev.ua
- Вишневский
Виктор Георгиевич** кандидат технических наук, зав. отделом функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu
- Воронкин
Алексей Сергеевич** магистр по электронным приборам, член украинского физического общества, ст. преподаватель Луганского государственного института культуры и искусств 91055, Украина, Луганск, ул. Красная площадь, 7
- Гнатенко
Юрий Павлович** доктор физико-математических наук, профессор, зав. Отделом оптики и спектроскопии кристаллов ИФ НАН Украины
- Гомонай
Елена Васильевна** доктор физико-математических работ, профессор кафедры информационной безопасности физико-технического института Национального технического университета Украины «КПИ» 03056, Киев, проспект Победы, 37
e-mail: malyshen@ukrpack.net
- Дзедолик
Игорь Викторович** доктор физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета имени 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 имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@crimea.edu
- Евдокимов
Сергей Викторович** кандидат физико-математических наук, научный сотрудник НИЧ Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад.Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu

- Зиновьев
Алексей Олегович** студент кафедры общей физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: alex263563@mail.ru
- Зубов
Виктор Евгеньевич** доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Московского Государственного Университета 11992, Москва, Ленинские Горы, МГУ
- Иванов
Максим Олегович** студент кафедры общей физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: maks.ivannov@gmail.com
- Иванова
Лариса Степановна** ведущий инженер Института физики НАН Украины
- Каракчиева
Ольга Сергеевна** аспирант кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: olga.karakchieva@mail.ru
- Карпенко
Артур Сергеевич** студент кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: ansergar@gmail.com
- Козик
Геннадий Петрович** старший преподаватель кафедры компьютерной инженерии и моделирования Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Коноваленко
Виктор Леонидович** студент кафедры общей физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: konovalbest@mail.ru
- Лагунов
Игорь Михайлович** старший преподаватель кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lagunov.igor@gmail.com

- Лагунов Сергей Игоревич** заместитель начальника ЦКТ Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: sreanw@gmail.com
- Лапин Борис Петрович** аспирант кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lapinboris@gmail.com
- Левый Сергей Васильевич** кандидат технических наук, старший научный сотрудник, зав. лабораторией Национального технического университета Украины «Киевский Политехнический Институт»
Киев, Украина, пр. Перемоги, 37
- Лемяков Александр Петрович** кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lelyakov@crimea.edu
- Максимова Елена Михайловна** кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lenamax112@rambler.ru
- Мелешко Александр Геннадиевич** студент кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Милюкова Елена Тотосовна** ведущий инженер НИЧ Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: milyukova.elena@gmail.com
- Михайлов Владислав Иванович** вед. инженер НИЧ Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Наухацкий Игорь Анатольевич** ведущий специалист кафедры физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4

- Овчаренко Александр Иванович** научный сотрудник Института физики НАН Украины
- Панков Федор Николаевич** инженер отдела сейсмологии Института геофизики имени С.И. Субботина
e-mail: domain@crimea.edu
- Погребняк Сергей Валентинович** младший научный сотрудник Института физики НАН Украины
- Попов Вячеслав Валериевич** ассистент кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: slavapop@gmail.com
- Постывей Наталья Сергеевна** старший лаборант кафедры физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: nepevna@crimea.edu
- Притуленко Андрей Сергеевич** бакалавр, студент 5 курса физического факультета Таврического национального университета имени В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu
- Пушкарев Александр Борисович** кандидат физико-математических наук, с.н.с. НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
98409 пгт Научный
e-mail: pushkarev.alexander@gmail.com
- Рощупкин Сергей Николаевич** кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: rsn@crimea.edu
- Румянцев Владимир Васильевич** доктор физико-математических наук, зав. физико-технологическим отделением, Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина НАН Украины
83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

- Рыбась
Александр Федорович** кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры общей физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
- Рябушкин
Дмитрий Сергеевич** кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: drubushkin@crimea.edu
- Сапига
Алексей Алексеевич** магистр, аспирант 2-го года обучения кафедры физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu
- Селезнева
Кира Андреевна** аспирант кафедры физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: kira_seleznyova@mail.ru
- Стругацкий
Марк Борисович** доктор физико-математических наук, зав. кафедрой физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского
e-mail: strugatsky@crimea.edu
- Фадеева
Татьяна Андреевна** доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: tatyana.fadeyeva@gmail.com
- Федоров
Станислав Афанасьевич** кандидат физико-математических наук, с.н.с. отдела теории динамических свойств сложных систем Донецкого физико-технического института имени А.А. Галкина НАН Украины 83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
- Фридман
Юрий Анатольевич** доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: frid@crimea.edu

- Чесноков Евгений Дмитриевич** кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела оптики и спектроскопии Института физики НАН Украины
- Шостак Роман Иванович** начальник отдела компьютерных средств обучения, центра компьютерных технологий Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад.Вернадского, 4
- Шостка Наталья Владимировна** аспирант кафедры общей физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад.Вернадского, 4
e-mail: nataliya_shostka@mail.ru
- Яворский Максим Александрович** кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры теоретической физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад.Вернадского, 4
e-mail: maxyavorsky@yahoo.com
- Ягулов Владимир Сергеевич** научный сотрудник Крымского отделения украинского государственного геологоразведочного института 95000, Симферополь, пр. Кирова, 47/2
e-mail: Valdemar78@mail.ru
- Ягулов Сергей Владимирович** зав. лаб. роста кристаллов каф. физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад.Вернадского, 4
- Яценко Александр Викторович** доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Таврического национального университета имени В.И. Вернадского 95007, Симферополь, проспект акад.Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu

СОДЕРЖАНИЕ

1. <i>Лемяков А.П., Карпенко А.С.</i> Распределение потенциала скалярного поля для коллапсирующей замкнутой нуль-струны.....	3
2. <i>Пушкарев А.Б.</i> Локализация гамма-излучения в активных ядрах галактик.....	13
3. <i>Рошупкин С.Н.</i> Теория возмущений для динамики n -солитонов в B -фазе жидкого He^3	22
4. <i>Фридман Ю.А., Мелешко А.Г.</i> Фазовые переходы в сильноанизотропном магнетике с обменным взаимодействием типа «zig-zag».....	27
5. <i>Рябушкин Д.С.</i> Использование начальных моментов линии магнитного резонанса для восстановления спектра поглощения в твердых телах.....	33
6. <i>Алексеев К.Н., Баршак Е.В., Яворский М.А.</i> Эволюция углового момента оптических вихрей в скрученных анизотропных оптических волокнах.....	37
7. <i>Алексеев К.Н., Боклаг Н.А., Яворский М.А.</i> Векторная теория волоконных разветвителей оптических вихрей.....	47
8. <i>Алексеев К.Н., Лапин Б.П., Яворский М.А.</i> Генерация оптических вихрей с помощью скрученных эллиптических волокон.....	58
9. <i>Румянцев В.В., Федоров С.А., Воронкин А.С.</i> Зависимость поляритонного спектра неидеальных 1d фотонных жидких кристаллов от концентрации дефектов.....	67
10. <i>Дзедолик И.В., Каракчиева О.С.</i> Поляритоны в диэлектрической магнетогиротропной среде.....	80
11. <i>Басиладзе Г.Д., Бержанский В.Н., Долгов А.И.</i> Волоконно-оптический модуль переключателя каналов на базе эпитаксиальной пленки феррита граната.....	104
12. <i>Иванов М.О., Зиновьев А.О., Коноваленко В.Л., Рыбась А.Ф.</i> Смещение массива Бессель-Гаусовых пучков, прошедших одноосный кристалл.....	114

13. Шостка Н.В.	
Теоретическое и экспериментальное исследования поляризованных лазерных пучков после прохождения системы «одноосный кристалл - линза».....	120
14. Вишневский В.Г., Бержанский В.Н., Козик Г.П., Михайлов В.И., Панков Ф.Н., Левый С.В., Агалиди Ю.С.	
Магнитооптический вихретоковый контроль: интроскопический и магнитографический методы.....	127
15. Попов В.В., Гомонай Е.В., Бержанский В.Н., Бойко В.А.	
Изменение механизма перемагничивания торсионно напряженного аморфного микропровода под действием постоянного тока.....	141
16. Вертегел И.Г., Чесноков Е.Д., Овчаренко А.И., Погребняк С.В., Иванова Л.С., Гнатенко Ю.П.	
Концентрационные изменения параметров спектра ЯКР ^{127}I в слоистом смешанном полупроводнике $(\text{BiI}_3)_{(1-n)}(\text{PbI}_2)_n$	153
17. Шостак Р.И., Яценко А.В.	
Особенности структурного упорядочения кристаллов ниобата лития при температурах, ниже комнатной.....	157
18. Максимова Е.М., Наухацкий И.А., Стругацкий М.Б., Ягунов С.В., Зубов В.Е.	
Зависимость энергии поверхностной анизотропии бората железа FeBO_3 от кристаллографической ориентации грани.....	163
19. Стругацкий М.Б., Ягунов С.В., Постывей Н.С., Селезнева К.А., Милюкова Е.Т., Ягунов В.С.	
Монокристаллы $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}\text{VO}_3$ для исследования в физике твердого тела.....	169
20. Лагунов И.М., Лагунов С.И., Фадеева Т.А.	
Многоцелевая автоматизированная система для оптических и магнитооптических исследований.....	175
21. Евдокимов С.В., Притуленко А.С., Сапига А.А., Яценко А.В.	
Установка для исследования импеданса диэлектриков на низких и сверхнизких частотах.....	187
Хроника – 2011	
Информация о международной научной конференции «Функциональные материалы» ICFM'2011 (Партенит, 3-8 октября 2011).....	193
Сведения об авторах.....	197
Содержание.....	204
Table of Contents.....	206

Table of Contents

1. Lelyakov A.P., Karpenko A.S. Scalar field potential distribution for a “thick” collapsing null string.....	3
2. Pushkarev A.B. Localization of gamma-ray emission in active galactic nuclei.....	13
3. Roshchupkin S.N. The perturbation theory for n-soliton dynamics in B-phase of liquid He^3	22
4. Fridman Yu.A., Meleshko A.G. Phase transitions in strongly anisotropic magnet with exchange interaction of the "zig-zag" type.....	27
5. Ryabushkin D.S. Using the initial moments of magnetic resonance line for restoration of the absorption spectrum in solids.....	33
6. Alexeyev C.N., Barshak E.V., Yavorsky M.A. Evolution of angular momentum of optical vortices in twisted anisotropic optical fibres.....	37
7. Alexeyev C.N., Boklag N.A., Yavorsky M.A. Vector theory of fiber waveguides with optical vortices.....	47
8. Alexeyev C.N., Lapin B.P., Yavorsky M.A. Optical vortices generation by twisted elliptical fibers.....	58
9. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Voronkin A.S. Polariton spectrum dependence upon concentration of the admixture in imperfect 1D photonic liquid crystal.....	67
10. Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. Polaritons in nonlinear dielectric, magnetic and bigyrotropic medium.....	80
11. Basiladze G.D., Berzhansky V.N., Dolgov A.I. The fiber-optic module of the channels switch on the basis of the epitaxial film of the ferrite of the garnet.....	104
12. Ivanov M., Zinovyev A., Konovalenko V., Rubass A. Displacement of bessel-gaussian beams array, passed through a uniaxial crystal.....	114
13. Shostka N.V. Theoretical and experimental analysis of polarized laser beams passed the system “uniaxial crystal - lens”.....	120

14. Vishnevskii V.G., Berzhansky V.N., Kozik G.P., Mikhailov V.I., Pankov F.M., Levyi S.V., Agalidi Yu.S. Magneto-optical eddy current control: methods of introscopy and magnetography.....	127
15. Popov V.V., Gomonaj E.V., Berzhansky V.N., Boyko V.A. Changing the magnetization mechanism of the torsionally stressed amorphous microwire on direct current.....	141
16. Vertegel I.G., Chesnokov E.D., Ovcharenko A.I., Pogrebnyak S.V., Ivanova L.S., Gnatenko Yu.P. Concentration changes of I^{127} NQR spectrum parameters for mixed layered semiconductors $(BiI_3)_{(1-n)}(PbI_2)_n$	153
17. Shostak R.I., Yatsenko A.V. The peculiarities of the $LiNbO_3$ crystal structure at the temperatures below room temperature.....	157
18. Maksimova E.M., Nauhatsky I.A., Strugatsky M.B., Zubov V.E. Dependence of surface anisotropy of iron borate $FeBO_3$ on the face crystallographic orientation.....	163
19. Strugatsky M.B., Yagupov S.V., Postivey N.S., Seleznyova K.A., Milyukova E.T., Yagupov V.S. Monocrystal system $Fe_xGa_{1-x}BO_3$ for research in solid state physics.....	169
20. Lagunov I.M., Lagunov S.I., Fadeyeva T.A. Multipurpose automated system for optical and magneto-optical researches.....	175
21. Yevdokimov S.V., Pritulenko A.S., Sapiga A.A., Yatsenko A.V. Device for low and ultra low frequency impedance investigation in dielectric materials.....	187
Current Events – 2011 Information about International Conference «Functional Materials» ICFM ² 2011 (Partenit, October 3-8, 2011).....	193
Information About Authors.....	197
Table of Contents.....	204