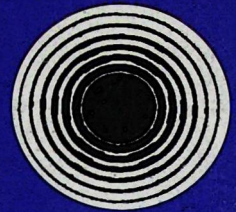


ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ֆիզիկա · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

42, N6A, 2007

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

42

№ 6A

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2007

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՆԱԽԱՐԱՐԱԿԱՆ
ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ԳԼԽԱՎՈՐ
ԿՈՄԻՏԵ

ԳԼԽԱՎՈՐ

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՆԱԽԱՐԱՐԱԿԱՆ
ԱԿԱԴԵՄԻԱ
ԳԼԽԱՎՈՐ
ԿՈՄԻՏԵ
ԳԼԽԱՎՈՐ
ԿՈՄԻՏԵ
ԳԼԽԱՎՈՐ
ԿՈՄԻՏԵ

УДК 621.372

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ С МОДУЛИРОВАННЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ ВБЛИЗИ ЧАСТОТЫ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИГНАЛЬНОЙ ВОЛНЫ С ВОЛНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Э.А. ГЕВОРКЯН

Московский государственный университет экономики,
статистики и информатики

(Поступила в редакцию 3 августа 2007 г.)

Рассмотрено взаимодействие поперечно-электрической (ТЕ) сигнальной волны с волной периодической модуляции заполнения волновода произвольного поперечного сечения. Волновое уравнение для потенциала ТЕ поля вблизи частоты резонансного взаимодействия между сигнальной волной и волной модуляции решено с помощью метода двухмасштабных разложений. Найдены поля в первом приближении по малым индексам модуляции заполнения волновода.

Изучение взаимодействия электромагнитных волн с периодически-модулированной в пространстве и во времени средой в волноводе представляет собой одну из фундаментальных проблем электродинамики. Интерес к указанной проблеме объясняется не только с точки зрения развития теории электродинамики периодически нестационарных и неоднородных ограниченных сред, но и с точки зрения возможности широкого практического применения подобных сред в различных областях микроэлектроники и электроники СВЧ. Так, например, ими пользуются при конструировании параметрических усилителей, брэгговских резонаторов и фильтров, преобразователей мод с использованием тонкопленочных волноводов, оптических усилителей и генераторов бегущей волны и т.д. [1,2].

Рассмотрим регулярный волновод произвольного поперечного сечения, ось которого совпадает с осью OZ некоторой декартовой системы координат. Пусть диэлектрическая и магнитная проницаемости заполнения волновода волной накачки модулированы в пространстве и во времени по гармоническому закону

$$\varepsilon = \varepsilon_0[1 + m_\varepsilon \cos k_0(z - ut)], \quad \mu = \mu_0[1 + m_\mu \cos k_0(z - ut)], \quad (1)$$

где m_ε и m_μ – малые индексы модуляции, k_0 и k_{0u} – волновое число и частота волны модуляции, ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницае-

мости заполнения волновода в отсутствие волны модуляции.

Рассмотрим распространение электромагнитной ТЕ волны с частотой ω_0 в подобном волноводе. Как было показано в [3–5], потенциал ТЕ поля в волноводе H_z можно представить в виде

$$H_z = \frac{\tilde{H}_z}{\mu} = \frac{1}{\mu} \sum_{n=0}^{\infty} e^{i\eta n} \tilde{H}_n(\xi) \tilde{\Psi}_n(x, y), \quad (2)$$

где

$$\xi = z - ut, \quad \eta = \frac{z}{u} - \frac{1}{u} \int_0^{\xi} \frac{d\xi}{1 - \beta^2 \frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad (3)$$

$\beta^2 = u^2 \epsilon_0 \mu_0 / c^2$ (c – скорость света в вакууме), $\tilde{\Psi}_n(x, y)$ – собственные функции второй краевой задачи для поперечного сечения волновода. При этом $\tilde{H}_n$ в (2) удовлетворяет волновому уравнению с периодическими коэффициентами типа Матье–Хилла, что с точностью до членов первого порядка по малым параметрам $m_e \ll 1$, $m_\mu \ll 1$ и $\ell \ll 1$ ($\ell = (m_e + m_\mu) / \beta^2 b$) имеет вид

$$\frac{d^2 \tilde{H}_n(s)}{ds^2} + (\tilde{\theta}_0^n + 4\tilde{\theta}_1^n \cos 2s) \tilde{H}_n(s) = 0, \quad (4)$$

где

$$s = \frac{k_0 b}{2\mu_0} \int_0^{\xi} \frac{\mu d\xi}{1 - \beta^2 \frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad b = 1 - \beta^2. \quad (5)$$

$$\tilde{\theta}_0^n = \frac{4}{k_0^2 b^2} (\tilde{\chi}_0^n)^2, \quad (\tilde{\chi}_0^n)^2 = \frac{(\tilde{p}_0^n u - \omega_0)^2}{c^2} \epsilon_0 \mu_0 - \tilde{\lambda}_n^2 b, \quad (6)$$

$$\tilde{\theta}_{\pm 1}^n = \frac{2}{k_0^2 b^2} \left(\frac{(\tilde{p}_0^n u - \omega_0)^2}{u^2} - (\tilde{\chi}_0^n)^2 \right) \ell - \frac{4}{k_0^2 b^2} (\tilde{\chi}_0^n)^2 m_\mu, \quad (7)$$

$\tilde{\lambda}_n$ – собственные значения второй краевой задачи для поперечного сечения волновода.

Отметим, что поперечные составляющие поля в волноводе выражаются через H_z формулами (6) и (7) работы [3].

В работе [4] для нахождения решения уравнения (4) в частотной области резонансного взаимодействия сигнальной волны с волной модуляции заполнения, определяющей условием [3–7]

$$|1 - \tilde{\theta}_0^n| < \delta_n \approx m_e \approx m_\mu \approx \ell \approx 10^{-4} - 10^{-2}, \quad (8)$$

был использован метод двухмасштабных разложений [8]. Суть метода состоит

в том, что в области резонансного взаимодействия (8) наряду с переменной s вводится и переменная $\bar{s}$, пропорциональная переменной s с коэффициентом пропорциональности порядка индексов модуляции. При этом масштаб s характеризует гармонические колебания в отсутствие модуляции, а масштаб $\bar{s} = 4\bar{\theta}_1^n s$ связан с малыми флуктуациями $4\bar{\theta}_1^n \cos 2s$. Это дает возможность при выполнении определенных условий получить аналитические выражения для полей в области резонансного взаимодействия.

Итак, в [4] вокруг критической точки $\bar{\theta}_0^n \approx 1$ величину $\bar{\theta}_0^n$ разложили в ряд по степеням малой величины $\bar{\theta}_1^n$:

$$\bar{\theta}_0^n (\bar{\theta}_1^n) \approx 1 + 4\bar{\theta}_1^n \bar{\theta}_1^{(1)n} + 16(\bar{\theta}_1^n)^2 \bar{\theta}_1^{(2)n} + \dots, \quad (9)$$

а решение уравнения (4) искали в виде разложения

$$\bar{H}_n(s, \bar{s}) \approx \bar{H}_n^{(0)}(s, \bar{s}) + 4\bar{\theta}_1^n \bar{H}_n^{(1)}(s, \bar{s}) + 16(\bar{\theta}_1^n)^2 \bar{H}_n^{(2)}(s, \bar{s}) + \dots \quad (10)$$

В [4] было найдено решение уравнения (4) в нулевом приближении в виде

$$\bar{H}_n^{(0)}(s, \bar{s}) = A_{0n}(\bar{s}) \cos s + B_{0n}(\bar{s}) \sin s, \quad (11)$$

где величины $A_{0n}(\bar{s})$ и $B_{0n}(\bar{s})$ выражаются следующими формулами:

1) область осциллирующих решений ($|\bar{\theta}_1^{(1)n}| > 1/2$):

$$A_{0n}(\bar{s}) = c_1 e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}}, \quad (12)$$

$$B_{0n}(\bar{s}) = i\bar{\beta} (c_1 e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} - c_2 e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}}), \quad (13)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \sqrt{(\bar{\theta}_1^{(1)n})^2 - \frac{1}{4}}, \quad \bar{\beta} = \sqrt{\frac{\bar{\theta}_1^{(1)n} + \frac{1}{2}}{\bar{\theta}_1^{(1)n} - \frac{1}{2}}}; \quad (14)$$

2) область монотонных решений ($|\bar{\theta}_1^{(1)n}| < 1/2$):

$$A_{0n}(\bar{s}) = c_1 e^{\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-\bar{\alpha}\bar{s}}, \quad (15)$$

$$B_{0n}(\bar{s}) = \bar{\beta} (-c_1 e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}}), \quad (16)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{4} - (\bar{\theta}_1^{(1)n})^2}, \quad \bar{\beta} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} + \bar{\theta}_1^{(1)n}}{\frac{1}{2} - \bar{\theta}_1^{(1)n)}}. \quad (17)$$

Отметим, что в (12), (13), (15), (16) c_1 и c_2 могут быть определены начальными условиями задачи.

Теперь перейдем к нахождению решения уравнения (4) с учетом второго члена разложения (10). Функции $\bar{H}_n^{(1)}(s, \bar{s})$ удовлетворяют следующему неоднородному дифференциальному уравнению второго порядка:

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_n^{(1)}(s, \bar{s})}{\partial s^2} + \tilde{H}_n^{(1)}(s, \bar{s}) = -\frac{1}{2} A_{0n}(\bar{s}) \cos 3s - \frac{1}{2} B_{0n}(\bar{s}) \sin 3s. \quad (18)$$

Если общее решение соответствующего однородного уравнения искать методом Эйлера, а частное решение неоднородного уравнения – методом подбора, то для общего решения неоднородного уравнения (18) получим выражение

$$\tilde{H}_n^{(1)}(s, \bar{s}) = A_{1n}(\bar{s}) \cos s + B_{1n}(\bar{s}) \sin s + \frac{1}{16} A_{0n}(\bar{s}) \cos 3s + \frac{1}{16} B_{0n}(\bar{s}) \sin 3s, \quad (19)$$

где $A_{1n}(\bar{s})$ и $B_{1n}(\bar{s})$ – пока неизвестные коэффициенты. Для их определения воспользуемся дифференциальным уравнением, которому удовлетворяет величина $\tilde{H}_n^{(2)}(s, \bar{s})$ (см. третий член разложения (10)). Оно имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{H}_n^{(2)}(s, \bar{s})}{\partial s^2} + \tilde{H}_n^{(2)}(s, \bar{s}) = & \left[-2 \frac{dB_{1n}(\bar{s})}{d\bar{s}} + \left(\frac{31}{32} - \tilde{\theta}_1^{(2)n} \right) A_{0n}(\bar{s}) - \left(\frac{1}{2} + \tilde{\theta}_1^{(1)n} \right) A_{1n}(\bar{s}) \right] \cos s + \\ & + \left[2 \frac{dA_{1n}(\bar{s})}{d\bar{s}} + \left(\frac{31}{32} - \tilde{\theta}_1^{(2)n} \right) B_{0n}(\bar{s}) - \left(\frac{1}{2} - \tilde{\theta}_1^{(1)n} \right) B_{1n}(\bar{s}) \right] \sin s + \\ & + \left[-\frac{3}{8} \frac{dB_{0n}(\bar{s})}{d\bar{s}} - \frac{1}{16} A_{0n}(\bar{s}) \tilde{\theta}_1^{(1)n} - \frac{1}{2} A_{1n}(\bar{s}) \right] \cos 3\bar{s} + \\ & + \left[\frac{3}{8} \frac{dA_{0n}(\bar{s})}{d\bar{s}} - \frac{1}{16} B_{0n}(\bar{s}) \tilde{\theta}_1^{(1)n} - \frac{1}{2} B_{1n}(\bar{s}) \right] \sin 3\bar{s} - \\ & - \frac{1}{32} A_{0n}(\bar{s}) \cos 5s - \frac{1}{32} B_{0n}(\bar{s}) \sin 5s. \end{aligned} \quad (20)$$

Если в правой части уравнения (20) не будут отсутствовать первые два члена, то в результате получим возрастающие решения вида $s \sin s$ или $s \cos s$. Такое требование приводит к следующей неоднородной системе дифференциальных уравнений для определения $A_{1n}(\bar{s})$ и $B_{1n}(\bar{s})$:

$$\begin{aligned} \frac{dB_{1n}(\bar{s})}{d\bar{s}} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \tilde{\theta}_1^{(1)n} \right) A_{1n}(\bar{s}) &= \sigma A_{0n}(\bar{s}), \\ \frac{dA_{1n}(\bar{s})}{d\bar{s}} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - \tilde{\theta}_1^{(1)n} \right) B_{1n}(\bar{s}) &= -\sigma B_{0n}(\bar{s}), \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\sigma = \frac{31}{64} - \frac{1}{2} \tilde{\theta}_1^{(2)n}. \quad (22)$$

Решая систему (21) и подставляя найденные решения для $A_{1n}(\bar{s})$ и $B_{1n}(\bar{s})$ в (19), с учетом (12)–(17) получим следующие выражения:

1) область осциллирующих решений ($|\tilde{\theta}_1^{(1)n}| > 1/2$):

$$\begin{aligned}\tilde{H}_n^{(1)}(s, \bar{s}) = & \left[\left(\bar{c}_1 + \frac{\bar{d}_{1A}}{2i\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} + \left(\bar{c}_2 - \frac{\bar{d}_{2A}}{2i\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}} \right] \cos s + \\ & + \left[\left(-\bar{c}_1 i\bar{\beta} + \frac{\bar{d}_{1B}}{2i\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} + \left(\bar{c}_2 i\bar{\beta} - \frac{\bar{d}_{2B}}{2i\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}} \right] \sin s + \\ & + \frac{1}{16} (c_1 e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}}) \cos 3s + i \frac{\bar{\beta}}{16} (-c_1 e^{i\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-i\bar{\alpha}\bar{s}}) \sin 3s, \quad (23)\end{aligned}$$

где

$$\bar{d}_{1A} = -\sigma c_1 (\bar{\beta} \bar{\alpha} + \bar{\gamma}^-), \quad \bar{d}_{2A} = -\sigma c_2 (\bar{\beta} \bar{\alpha} + \bar{\gamma}^-), \quad (24)$$

$$\bar{d}_{1B} = i\sigma c_1 (\bar{\alpha} - \bar{\gamma}^+ \bar{\beta}), \quad \bar{d}_{2B} = i\sigma c_2 (\bar{\gamma}^+ \bar{\beta} - \bar{\alpha}), \quad (25)$$

$\bar{\gamma}^\pm = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \pm \bar{\theta}_1^{(1)n} \right)$, $\bar{c}_1$ и $\bar{c}_2$ – произвольные постоянные.

2) область монотонных решений ($|\bar{\theta}_1^{(1)n}| < 1/2$):

$$\begin{aligned}\tilde{H}_n^{(1)}(s, \bar{s}) = & \left[\left(\bar{c}_1 + \frac{d_{1A}}{2\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{\bar{\alpha}\bar{s}} + \left(\bar{c}_2 - \frac{d_{2A}}{2\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{-\bar{\alpha}\bar{s}} \right] \cos s + \\ & + \left[\left(-\bar{c}_1 \bar{\beta} + \frac{d_{1B}}{2\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{\bar{\alpha}\bar{s}} + \left(\bar{c}_2 \bar{\beta} - \frac{d_{2B}}{2\bar{\alpha}} \bar{s} \right) e^{-\bar{\alpha}\bar{s}} \right] \sin s + \\ & + \frac{1}{16} (c_1 e^{\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-\bar{\alpha}\bar{s}}) \cos 3s + \frac{\bar{\beta}}{16} (-c_1 e^{\bar{\alpha}\bar{s}} + c_2 e^{-\bar{\alpha}\bar{s}}) \sin 3s, \quad (26)\end{aligned}$$

где

$$d_{1A} = \sigma c_1 (\bar{\beta} \bar{\alpha} - \bar{\gamma}^-), \quad d_{2A} = \sigma c_2 (\bar{\beta} \bar{\alpha} - \bar{\gamma}^-), \quad (27)$$

$$d_{1B} = \sigma c_1 (\bar{\alpha} - \bar{\gamma}^+ \bar{\beta}), \quad d_{2B} = \sigma c_2 (\bar{\gamma}^+ \bar{\beta} - \bar{\alpha}). \quad (28)$$

Аналогичными рассуждениями можно найти и выражение для величины $\tilde{H}_n^{(2)}(s, \bar{s})$ в разложении (10), а также решить задачу для поперечно-магнитной (ТМ) волны в волноводе, основываясь на результатах работы [3].

В заключение отметим, что, как показывает настоящее исследование, применение метода двумасштабных разложений для решения волнового уравнения в области резонансного взаимодействия сигнальной волны с волной модуляции заполнения волновода позволяет найти аналитические выражения для полей в любом приближении по малым индексам модуляций заполнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш.Элаши. ТИИЭР, 64, № 12, 22 (1976).
2. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах. М., Мир, 1987.
3. Э.А.Геворкян. Успехи современной радиоэлектроники, № 1, 3 (2006).

4. E.A.Gevorkyan. Proc. of XIth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory. Tbilisi, October 11-13, 2006, p.21.
5. К.А.Барсуков, Э.А.Геворкян. Радиотехника и электроника. 28, № 2, 237 (1983).
6. E.A.Gevorkyan. Proc. of the International Symposium on Electromagnetic Theory. Thessaloniki, Greece, May 25-28, 1998, vol.1, p.69.
7. E.A.Gevorkyan. Proc. of the 10-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Dnepropetrovsk, Ukraine, September 14-17, 2004, p.370.
8. Дж. Коул. Методы возмущений в прикладной математике. М., Мир, 1972.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԸ ՍՈՒՌՈՒԱՅՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ ԼՅՎԱԾ ԱՆԻՋԱՍԱՐՈՒՄ ԱՉԴԱՆՇԱՆԱՅԻՆ ԱՆԻՔԻ ԵՎ ՍՈՒՌՈՒԱՅՆՈՂ ԱՆԻՔԻ ՄԻՋԵՎ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՓՈԽԱՉԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Է.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Դիտարկված է ազդանշանային TE ալիքի փոխազդեցությունը կամայական լայնական կտրվածքով ալիքատարի ներսում պարունակվող միջավայրը մոդուլացնող ալիքի հետ: Ալիքային հավասարումը, որին բավարարում է TE դաշտի պոտենցիալը, լուծված է երկմասշտաբային վերլուծության մեթոդով նշված ալիքների ռեզոնանսային փոխազդեցության տիրույթում: Գտնված են էլեկտրամագնիսական դաշտերը մոդուլացիայի փոքր խորությունների առաջին մոտավորությամբ:

ELECTROMAGNETIC FIELDS IN A WAVEGUIDE WITH A MODULATED FILLING NEAR THE FREQUENCY OF RESONANT INTERACTION BETWEEN THE SIGNAL WAVE AND MODULATION WAVE

E.A. GEVORKYAN

The interaction between the transverse-electric (TE) signal wave and the periodically modulated wave in a waveguide of arbitrary cross-section is considered. The wave equation for the potential of TE field near the frequency of resonant interaction between the signal wave and modulation wave is solved, using the double-scale expansion method. The fields in the first approximation with respect to the modulation indices are obtained.

УДК 539.2

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

Р.М. МОВСЕСЯН, А.С. СААКЯН, М.А. ЧАЛАБЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 15 августа 2007 г.)

Рассмотрено рассеяние неполяризованного по спину электрона на гетероструктуре, содержащей магнитный элемент: левое или правое магнитное окружение барьера, магнитная яма между двумя немагнитными барьерами. Получены и исследованы коэффициенты прохождения и степени спиновой поляризации электронов, прошедших через эти структуры.

1. Для разработки спин-электронных приборов необходимо в первую очередь создать в полупроводниковых системах электроны с высокой степенью спиновой поляризации и, кроме того, уметь управлять ею с помощью изменения напряжения при комнатных температурах. В работе [1] для достижения этой цели использовался магнитный резонансно-туннельный диод, энергетический рельеф которого представляет собой систему из двух немагнитных потенциальных барьеров с замагниченной квантовой ямой между ними. Ее основным элементом является система, состоящая из слоев $\text{Zn}_{0,7}\text{Be}_{0,3}\text{Se} - \text{Zn}_{0,16}\text{Mn}_{0,04}\text{Se} - \text{Zn}_{0,7}\text{Be}_{0,3}\text{SeZn}$, причем вещество третьего слоя – разбавленный магнитный полупроводник. На вольт-амперной характеристике появляются две группы максимумов, соответствующие резонансному прохождению электронов с взаимно-противоположными спиновыми ориентациями.

Ниже рассмотрено рассеяние неполяризованного по спину электрона на системе, состоящей из двух одинаковых немагнитных барьеров и одной магнитной квантовой ямы. Найдены амплитуды прохождения и отражения, условия резонансного прохождения, а также степень спиновой поляризации прошедших электронов.

Отметим, что в [2] нами было рассмотрено рассеяние электрона на системе из двух магнитных барьеров, разделенных немагнитной квантовой ямой.

2. Для решения поставленной задачи надо прежде всего исследовать амплитуды прохождения и отражения электрона на одиночном немагнитном барьере, когда левое или правое окружения являются магнитными. Рассмотрим простейший случай прямоугольного барьера

$$U(z) = U\theta(z)\theta(a-z), \quad (1)$$

где θ – функция Хевисайда, U – высота барьера.

А. Рассмотрим случай, когда магнитным является правое окружение барьера. Процесс рассеяния электрона описывается уравнением Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{m(z)} \frac{d\psi}{dz} \right] + U(z)\psi - \mu M \sigma_z \theta(z-a)\psi = E\psi, \quad (2)$$

где $m(z)$ – эффективная масса электрона, равная m_1 вне барьера и m_2 внутри него, μ – магнетон Бора, σ_z – матрица Паули, ψ – спинорная волновая функция электрона, M – намагниченность квантовой ямы.

Представим волновую функцию электрона в виде

$$\begin{aligned} \sqrt{2}\psi(z) = & \left[\begin{pmatrix} e^{i\alpha} \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik_0 z} + \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix} e^{-ik_0 z} \right] \theta(-z) + \\ & + \left[\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} e^{qz} + \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} e^{-qz} \right] \theta(z)\theta(a-z) + \begin{pmatrix} t_1 e^{ik_1 z} \\ t_2 e^{ik_2 z} \end{pmatrix} \theta(z-a). \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) коэффициент $1/\sqrt{2}$ перед столбцами $\hat{r}$, $\hat{A}$, $\hat{B}$, $\hat{t}$ введен для удобства, а падающая волна нормирована на единицу; α – случайная фаза. Кроме того, введены следующие обозначения:

$$k_0 = \frac{\sqrt{2m_1 E}}{\hbar}, \quad q = \frac{\sqrt{2m_2 (U - E)}}{\hbar}, \quad k_{1,2} = \frac{\sqrt{2m_1 (U \mp \mu M)}}{\hbar}. \quad (4)$$

Отметим, что уравнение (2) следует решать, соблюдая граничные условия

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0); \quad \frac{1}{m_1} \psi'_I(0) = \frac{1}{m_2} \psi'_{II}(0); \quad \psi_{II}(a) = \psi_{III}(a); \quad \frac{1}{m_2} \psi'_{II}(a) = \frac{1}{m_1} \psi'_{III}(a), \quad (5)$$

где римские цифры нумеруют области $z \leq 0$, $0 \leq z \leq a$, $z \geq a$. В результате простых преобразований получим

$$t_\ell = - \frac{2i\beta_0}{\sqrt{(1+\beta_0^2)(1+\beta_\ell^2)}} \frac{e^{i(\alpha_\ell - k_0 a)}}{\text{sh}[qa - i(\delta_0 + \delta_\ell)]}, \quad (6a)$$

$$r_\ell = - \frac{\text{sh}[qa + i(\delta_0 - \delta_\ell)]}{\text{sh}[qa - i(\delta_0 + \delta_\ell)]}, \quad (6b)$$

где $\beta_{0,\ell} = (k_{0,\ell}/q)(m_2/m_1)$, $\delta_{0,\ell} = \arctg \beta_{0,\ell}$, индекс ℓ нумерует спиновые состояния ($\ell=1,2$), $\alpha_1 = \alpha$, $\alpha_2 = 0$.

В. Рассмотрим теперь случай, когда электрон падает на барьер справа. В этом случае для соответствующих амплитуд получим следующие выраже-

ния:

$$\tilde{t}_\ell = \frac{k_\ell}{k_0} t_\ell e^{i(k_0 - k_\ell)a}, \quad (7a)$$

$$\tilde{r}_\ell = -\frac{\text{sh}[qa - (\delta_0 - \delta_\ell)]}{\text{sh}[qa - i(\delta_0 + \delta_\ell)]} e^{i(\alpha_\ell - 2k_\ell a)}. \quad (7b)$$

С. В случае, когда магнитным является левое окружение, для амплитуд получаем

$$\tau_\ell = \tilde{t}_\ell e^{i(k_0 - k_\ell)a}, \quad \rho_\ell = \tilde{r}_\ell e^{2ik_\ell a}, \quad (8a)$$

$$\bar{\tau}_\ell = \frac{k_0}{k_\ell} \tau_\ell, \quad \bar{\rho}_\ell = \rho_\ell e^{-2ik_0 a}, \quad (8b)$$

где «тильдованные» амплитуды соответствуют падению на барьер справа, как и в предыдущем пункте. Из выражений (6)–(8) следует, что амплитуды, соответствующие падению электрона на барьер слева и справа, отличаются по фазе. Одной из причин является нарушение симметрии окружения из-за наличия магнитного поля. Однако это никак не отражается на коэффициентах прохождения и отражения – они оказываются равными, как и в случае отсутствия магнитного поля.

Отметим, что легко проверяется условие сохранения потока вероятности, имеющее, например, для случаев А и С вид

$$\begin{aligned} |r_\ell|^2 + \frac{k_\ell}{k_0} |t_\ell|^2 &= 1, \\ | \rho_\ell |^2 + \frac{k_0}{k_\ell} | \tau_\ell |^2 &= 1. \end{aligned} \quad \ell = 1, 2 \quad (9)$$

3. Здесь, используя результаты, полученные в предыдущем пункте, рассмотрим рассеяние электрона на системе из двух немагнитных барьеров, разделенных магнитной квантовой ямой. Покажем, что амплитуды прохождения такой системы выражаются через амплитуды прохождения и отражения на одиночных барьерах (6) и (8) (парциальные амплитуды). Эту задачу проще всего решить методом трансфер-матрицы [3]. Из-за диагонального вида оператора спин-магнитного взаимодействия, уравнение Шредингера (2) распадается на два независимых уравнения для волновых функций с взаимно-противоположными спиновыми ориентациями, и соответствующие трансфер-матрицы имеют стандартный вид [2]. Тогда

$$\begin{pmatrix} T_\ell \\ 0 \end{pmatrix} = \tilde{S}_{1\ell} S_{2\ell} \begin{pmatrix} I_\ell \\ R_\ell \end{pmatrix}, \quad I_\ell = e^{i\alpha_\ell}, \quad (10)$$

где I_ℓ, R_ℓ – амплитуды прохождения и отражения системы из двух барьеров, $\tilde{S}_{1\ell}$ – трансфер-матрица, связывающая амплитуды слева и справа от правого

барьера, а $S_{2\ell}$ – от левого барьера:

$$\tilde{S}_1 S_2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tau_\ell^*} & \frac{-e^{2ik_0 d} \rho_\ell^*}{\tau_\ell^*} \\ \frac{-e^{2ik_0 d} \rho_\ell}{\tau_\ell} & \frac{1}{\tau_\ell} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{t_\ell^*} & \frac{-r_\ell^*}{t_\ell^*} \\ \frac{-r_\ell}{t_\ell} & \frac{1}{t_\ell} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где τ_ℓ, ρ_ℓ и t_ℓ, r_ℓ введены в пунктах А и С.

Тогда для амплитуд T_ℓ получим

$$T_\ell = \frac{\tau_\ell t_\ell}{1 + e^{2i(\delta_\ell - k_0 d)} \rho_\ell r_\ell^*}, \quad (12)$$

а для коэффициента прохождения

$$D_\ell = |T_\ell|^2 = \frac{k_\ell^2}{k_0^2} \frac{|t_\ell|^4}{1 + |r_\ell|^4 + 2|r_\ell|^2 \cos(2\delta_\ell + 2\varphi_\ell - k_0 d)}, \quad (13)$$

$$\varphi_\ell = \arctg \{ \text{cth}(qa) \text{tg}(\delta_0 - \delta_\ell) \}.$$

В случае отсутствия магнитного поля (13) переходит в известное выражение (см., например, [2]). При условии

$$\delta_\ell + \varphi_\ell - \frac{k_0 d}{2} = (n + 1/2)\pi, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (14)$$

коэффициент прохождения обращается в единицу (резонансное прохождение).

Знание амплитуд (12) позволяет рассчитать степень спиновой поляризации электронов, прошедших через систему барьеров [2]:

$$\lambda = \frac{D_1 - D_2}{D_1 + D_2}, \quad (15)$$

откуда, в частности, следует, что при резонансном прохождении (например, $D_1 \approx 1$, $D_2 \ll 1$) $\lambda \approx 1$ и степень спиновой поляризации близка к 100%.

Итак, рассмотренная выше система в условиях, близких к резонансу, действительно обладает высокими спин-поляризующими свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Slobodskyy, G. Gould, T.Slobodskyy. Phys. Rev. Lett., 90, 246601 (2003).
2. Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян. Доклады НАН Армении, 107, 66 (2007).
3. P.Erdos, R.C.Herndon. Adv. in Phys., 31, 65 (1982).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԲԵՎԵՈՒՅՈՒՄԸ
ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ռ.Մ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Մ.Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Դիտարկված է ըստ սպինի չբևեռացված էլեկտրոնի ցրումն այնպիսի հետերոկառուցվածքների վրա, որոնք պարունակում են մագնիսական տարր՝ ոչ մագնիսական արգելք, որն աջից կամ ձախից հարում է մագնիսական միջավայրի, կամ մագնիսական հոր, որը գտնվում է երկու ոչ մագնիսական արգելքների միջև: Ստացված և հետազոտված են այս կառուցվածքների միջով անցած էլեկտրոնների համար անցման գործակիցները և սպինային բևեռացման աստիճանները:

SPIN POLARIZATION OF ELECTRONS
IN MAGNETIC HETEROSTRUCTURES

R.M. MOVSESSYAN, A.S. SAHAKYAN, M.A. CHALABYAN

The scattering of nonspin-polarized electrons on a heterostructure containing magnetic element (a nonmagnetic barrier adjoining a magnetic one from left or right, or a magnetic well between two nonmagnetic barriers) is considered. The transmission coefficients and degrees of the spin polarization of electrons transmitted through these structures are obtained.

УДК 548.0

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГРАНИЦ, УГЛА ПАДЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

М.З. АРУТЮНЯН, А.А. ГЕВОРГЯН, С.А. МХИТАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 июня 2007 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через планарный слой хирального фотонного кристалла. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследованы особенности спектров вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при наличии диэлектрических границ, а также особенности собственных поляризаций.

1. Введение

Жидкие кристаллы (ЖК), содержащие хиральные молекулы, имеют самоорганизующуюся геликоидальную структуру, а сами эти среды относятся к 1D хиральным фотонным кристаллам (ХФК). В последнее время ХФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы [1-4] и т.д.) находят широкое применение: в высокоэффективных жидкокристаллических дисплеях, как поляризационные фильтры и зеркала, в поляризационных системах освещения изображения, как источники круговой поляризации, как модуляторы и т.д. [5-11]. ХФК, обогащенные лазерными красителями (резонансными атомами), могут быть использованы для создания низкопороговых лазеров с обратной связью [12-16]. В перечисленных и других случаях приходится иметь дело как со случаем нормального падения света на ЖК ячейку, так и со случаем наклонного падения. Точное решение задачи о распространении света в таких системах удастся получить только для случая нормального падения света [17,18]. Для общего случая наклонного падения света существуют эффективные численные процедуры построения решения [19-27]. В работах [28,29] развит приближенный аналитический метод на основе динамической теории дифракции. При нормальном падении света на слой ХФК волна с одной из собственных поляризаций (СП) дифрагирует на периодической структуре среды, тогда как волна с другой СП не чувствует периодическую структуру среды. В случае наклонного падения света в оптике ХФК возникают качественно новые особенности (по сравнению со случаем нормаль-

ного падения). Существуют высшие порядки отражения на частотах, кратных брэгговской частоте. При наклонном падении света волны с обоими СП становятся дифракционными (одна из них является сильновзаимодействующей, другая – слабовзаимодействующей), причем при больших углах падения образуется область полного (не селективного по отношению к поляризации) дифракционного отражения. Отметим, что такой эффект впервые предсказан Беляковым и Дмитриенко [28,29] и экспериментально подтвержден в работах [21-24]. При больших углах падения возникает трехпиковая дифракционная область с центральной областью полного отражения и боковыми областями селективного отражения. В зависимости от угла падения и параметров среды эти области либо граничат друг с другом, либо разделены.

Ниже исследованы особенности спектров вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при наличии диэлектрических границ, а также особенности собственных поляризаций слоя холестерического жидкого кристалла (ХЖК).

2. Вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации

Рассмотрим отражение и пропускание света при его наклонном падении на планарный слой ХЖК. Рассматривается случай идеального упорядочения молекул ХЖК в спиральную структуру, т.е. предполагается, что параметр порядка $S = 1$. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Так как этот метод применительно к слою ХЖК при наклонном падении подробно описан в работах [27,30], мы переходим непосредственно к обсуждению полученных результатов.

Особенности вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации при наклонном падении при отсутствии диэлектрических границ исследованы в [30]. На рис.1 представлена зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и вращения плоскости поляризации φ (кр.2) от длины волны при различных углах падения падающей волны, в случае наличия диэлектрических границ, т.е. при $\epsilon_{1,2} \neq \epsilon$ (ϵ_1, ϵ_2 – главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей с обеих сторон слой ХЖК). Известно, что вращение плоскости поляризации света в среде происходит из-за различия фазовых скоростей волн с правой и левой циркулярными поляризациями. В планарном слое ХЖК, при определенных длинах волн, эта разность фазовых скоростей может быть очень большой, так как волна с одной круговой поляризацией испытывает сильное дифракционное отражение, а волна с обратной круговой поляризацией слабо взаимодействует со слоем. Из-за этого в ХЖК, в области селективного (дифракционного) отражения (ОДО), вращение оказывается намного больше “собственного вращения”, обусловленного просто оптической активностью молекул ХЖК. В тонких кристаллах

вращение сильно зависит от частоты, и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской длины волны (при нормальном падении). Это обусловлено тем, что одна из двух собственных волн, отвечающих циркулярной поляризации, дифрагирующей на структуре ХЖК, обладает меньшей фазовой скоростью, чем циркулярная волна, не дифрагирующая на ХЖК (а другая – большей). В зависимости от знака расстройки частоты падающей волны относительно брэгговской частоты, в кристалле в основном возбуждается либо “медленная”, либо “быстрая” дифрагирующая волна, что и приводит к наблюдаемой зависимости величины и знака вращения от частоты [2]. В толстых кристаллах вращение в ОДО (иногда называемой также фотонной запрещенной зоной) равняется нулю, так как в прошедшей волне дифрагирующие циркулярные волны с экспоненциально уменьшающимися амплитудами (в зависимости от толщины) не дают никакого вклада – падающий на слой ХЖК свет имеет линейную поляризацию. Из-за этого эллиптичность поляризации в ОДО в свою очередь равняется единице (по модулю). Сказанное относится к случаю отсутствия диэлектрических границ. При наличии диэлектрических границ в прошедшей волне конечный и мало зависящий от частоты вклад дают дифрагирующие циркулярные волны, поэтому вращение в ОДО отличается от нуля, а эллиптичность – от единицы.

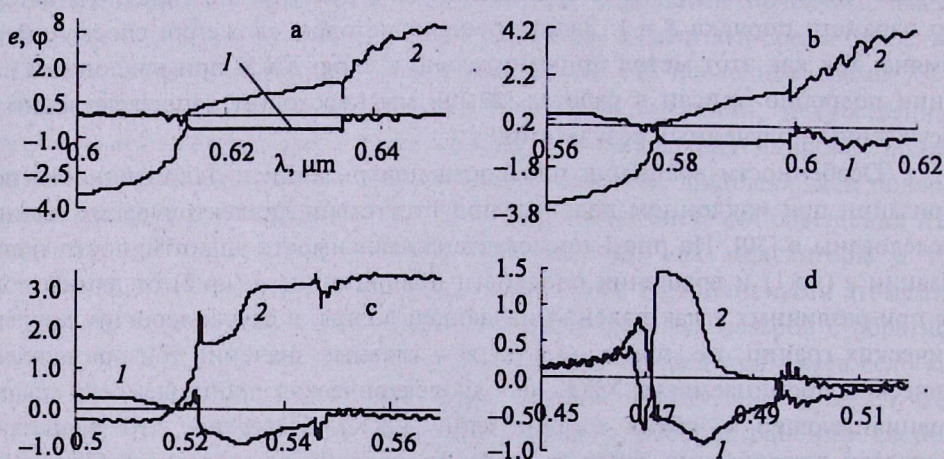


Рис.1. Зависимости эллиптичности поляризации e (кр.1) и вращения плоскости поляризации φ (кр.2) от длины волны при различных углах падения световой волны. а) $\theta = 0^\circ$, б) $\theta = 30^\circ$, в) $\theta = 50^\circ$, д) $\theta = 70^\circ$. Параметры слоя ХЖК таковы: $\epsilon_1 = 2.29$, $\epsilon_2 = 2.143$, $\sigma = 0.42$ мкм, $d = 100\sigma$, $\epsilon = 1$.

При наклонном падении появляются новые особенности. При малых углах падения вращение плоскости поляризации имеет разный знак по обе стороны от ОДО. При больших углах падения вращение многократно меняет знак. При наклонном падении эллиптичность поляризации также имеет раз-

ный знак по обе стороны от ОДО. Как показывает численный анализ, эти особенности также обусловлены особенностями возбуждения собственных мод в среде. Нужно иметь в виду также и факт, что, как уже было отмечено, при наклонном падении все собственные моды становятся дифракционными. Наши исследования показывают, что при наличии диэлектрических границ в среде возбуждается намного более слабая волна со слабозадействующей СП, чем при отсутствии диэлектрических границ.

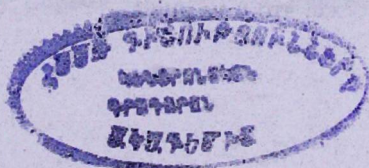
Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми для случая отсутствия диэлектрических границ [30] показывает существование еще одной важной особенности, а именно, при увеличении угла падения ОДО мало смещается в сторону коротких волн; во всяком случае, не по условию Брэгга $\lambda_B = \bar{n} \sigma \cos \theta$ (λ_B – центральная длина волны ОДО, $\bar{n} = \sqrt{\epsilon_1 + \epsilon_2} / 2$ – средний коэффициент преломления ХФК, σ – шаг спирали, θ – угол падения). Эта особенность также имеет свое объяснение. В конечном слое ХФК имеется три основных фактора, влияющих на вращение плоскости поляризации и эллиптичность. Это дифракция света на периодической структуре ХЖК, дифракция света в ограниченном объеме слоя ХЖК и френелевские отражения от поверхностей слоя. При $\epsilon = \epsilon_m$ роль френелевских отражений сведена к минимуму, и основной вклад дают дифракция света на периодической структуре ХЖК и дифракция света в ограниченном объеме слоя ХЖК (выражающаяся в том, что вне ОДО вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации изменяются с осцилляциями). В этом случае центральная длина волны ОДО определяется следующей формулой:

$$\lambda_B = \sigma \bar{n} \cos \theta \sqrt{1 - \frac{\delta}{2} \sin^2 \theta}, \quad (1)$$

где $\delta = \epsilon_1 - \epsilon_2 / \epsilon_1 + \epsilon_2$ [2]. При $\epsilon_m \neq \epsilon$ картина существенно меняется. При малых углах наклонного падения влияние френелевских отражений на пропускание/отражение сравнительно мало, однако это влияние критически увеличивается при больших углах падения. При отсутствии диэлектрических границ угол θ является одновременно и углом падения, и углом между осью спирали и падающим лучом (в случае планарного слоя ХЖК). При наличии диэлектрических границ из-за преломления света на границе слоя угол падения и угол между лучом в среде и осью среды отличаются друг от друга. Поэтому, согласно закону Снелля, угол θ должен быть заменен углом

$$\Theta = \arcsin \left(\frac{n_0}{\bar{n}} \sin \theta \right), \quad (2)$$

где n_0 – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХЖК, θ – угол падения. Этим объясняется как малое смещение ОДО в сторону коротких волн при увеличении угла падения, так и практическое отсутствие области полного отражения при наличии диэлектрических границ в случае наклонного падения.



3. Собственные поляризации

Как известно, СП – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения – это значения передаточной функции для комплексной амплитуды, соответствующие СП [31]. СП и собственные значения дают большую информацию об особенностях взаимодействия света с системой, и поэтому в оптике, особенно в эллипсометрии, вычисление СП и собственных значений для каждой оптической системы достаточно важно. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. В частности, при нормальном падении, для которого известно точное решение, и следовательно, известны поляризации собственных мод, наши исследования показывают, что СП практически совпадают с поляризациями собственных мод. Тем не менее, в общем случае есть определенные отличия: существуют только две СП, тогда как число собственных мод может быть больше двух, причем поляризации всех этих мод могут отличаться друг от друга (например, для невзаимных сред). В СП учтено влияние диэлектрических границ. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП особенно важно в случае неоднородных сред, для которых точное решение задачи неизвестно. Особенности СП и собственных значений для слоя ХЖК при нормальном падении исследованы в работах [32,33]. Ряд результатов по изучению особенностей СП и собственных значений для слоя ХЖК при наклонном падении представлен в работах [2,26]. Детальное исследование особенностей СП для ХЖК при наклонном падении и в случае отсутствия диэлектрических границ проведено в [27]. В нашей работе приведены результаты анализа особенностей СП при наличии диэлектрических границ.

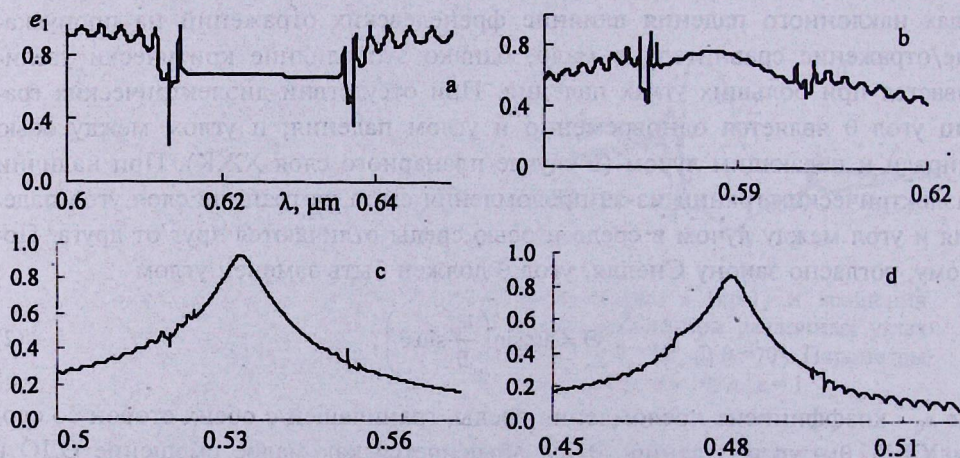


Рис.2. Зависимость эллиптичности e_1 первой СП от длины волны при различных углах падения световой волны. Параметры и обозначения те же, что и на рис.1.

На рис.2 представлена зависимость эллиптичности e_1 первой СП от длины волны при различных углах падения падающей волны. А на рис.3 показана зависимость азимута φ_1 первой СП от длины волны при различных углах падения падающей волны. Эллиптичность e_2 и азимут φ_2 второй СП отличаются от e_1 и φ_1 практически только знаком: $e_2 \approx -e_1$, $\varphi_2 \approx -\varphi_1$. При нормальном падении света, при $\varepsilon = \varepsilon_m$ СП ортогональны и круговые. При наклонном падении они не ортогональны, и при углах падения $\theta > 30^\circ$ они квазилинейны (вне ОДО), а в самой ОДО эллиптичность СП значительно больше, чем вне ОДО [27]. При $\varepsilon \neq \varepsilon_m$ СП не ортогональны ни при каких углах падения. Они имеют эллиптическую поляризацию. Здесь наблюдается следующая закономерность: при наклонном падении в ОДО эллиптичность СП имеет пик вблизи центра ОДО, причем с увеличением угла падения значение эллиптичности на пике увеличивается, так что вблизи центра ОДО СП практически представляют собой две круговые поляризации. При $\varepsilon = \varepsilon_m$ имеем обратную картину: в ОДО эллиптичность поляризации претерпевает сильные изменения, на определенных длинах волн обращаясь в ноль; вне ОДО эллиптичность (по модулю) уменьшается с осцилляциями, а при больших углах падения вне ОДО СП практически являются линейными поляризациями. Такой характер частотной зависимости эллиптичности СП при $\varepsilon = \varepsilon_m$ обусловлен образованием трехпиковой дифракционной области с центральной областью полного отражения и боковых областей селективного отражения. В нашем случае область полного отражения практически не формируется.

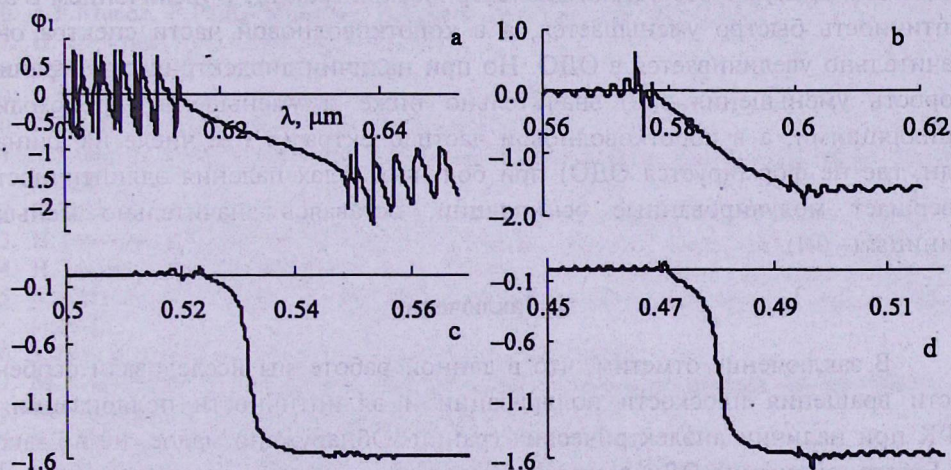


Рис.3. Зависимость азимута φ_1 первой СП от длины волны при различных углах падения световой волны. Параметры и обозначения те же, что и на рис.1.

На рис.4 представлены зависимости коэффициентов отражения $R_{1,2}$ (кр.1,2) при падении на слой ХЖК света с первой и второй СП, соответственно, и зависимость эллиптичности e_1 (кр.3) первой СП от угла падения

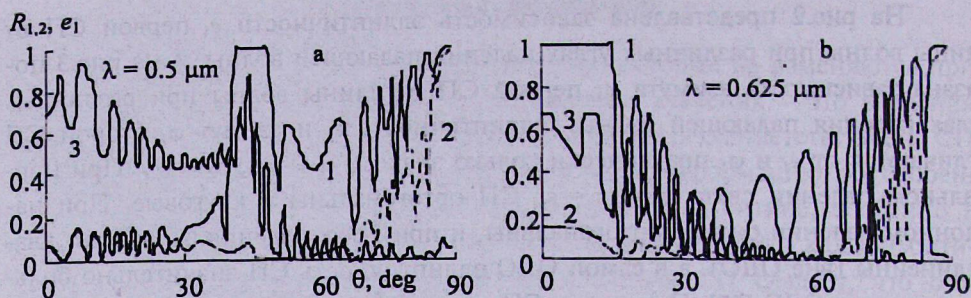


Рис.4. Зависимости коэффициентов отражения $R_{1,2}$ (кр.1,2) и эллиптичности e_1 первой СП (кр.3) от угла падения при различных длинах волн падающего света. Параметры те же, что и на рис.1.

для различных длин волн падающего света. Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми в случае $\epsilon \neq \epsilon_m$ [27] показывает, что как в зависимостях $R_{1,2}(\theta)$, так и в зависимости $e_1(\theta)$ при наличии диэлектрических границ появляются осцилляции, являющиеся проявлением френелевских отражений от диэлектрических границ. С увеличением угла падения амплитуда этих осцилляций существенно увеличивается. Увеличение эллиптичности в ОДО происходит на тех длинах волн, на которых дифракционное отражение имеет место при наклонном падении, т.е. в коротковолновой части спектра. Эти кривые также показывают, что при наличии диэлектрических границ, при данных параметрах задачи, область полного отражения практически не наблюдается. В случае отсутствия диэлектрических границ, с увеличением θ эллиптичность быстро уменьшается, а в коротковолновой части спектра она значительно увеличивается в ОДО. Но при наличии диэлектрических границ скорость уменьшения $e_1(\theta)$ значительно ниже и уменьшение происходит осцилляциями, а в коротковолновой части спектра (в том числе на длинах волн, где не формируется ОДО) при больших углах падения эллиптичность совершает модулированные осцилляции, оставаясь значительно меньше единицы (~ 0.4).

4. Заключение

В заключение отметим, что в данной работе мы исследовали особенности вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации в ХФК при наличии диэлектрических границ. Обнаружено малое, не по закону Брэгга, смещение ОДО в сторону коротких волн при увеличении угла падения. Показано, что это связано с преломлением света на границе слоя, вследствие чего изменяется угол между осью спирали и лучом света. Обнаружено отсутствие изменения знака вращения в ОДО при наличии диэлектрических границ. Обнаружено плавное изменение вращения плоскости поляризации и эллиптичности поляризации в ОДО по сравнению со случаем $\epsilon = \epsilon_m$. Изучены особенности СП. Показано, что при наличии диэлектрических

ких границ эллиптичность СП мало уменьшается при увеличении угла падения по сравнению со случаем $\varepsilon = \varepsilon_m$. В центре ОДО, при углах падения $\theta > 40^\circ$ СП представляют собой практически квазикруговые поляризации. Выяснено, что при наличии диэлектрических границ область полного отражения практически не наблюдается.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.G.de Gennes, J.Prost. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon, 1993.
2. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
3. L.J.Hodgkinson, Q.H.Wu, K.E. Torn, A.Lakhtakia, M.W. McCall. Opt. Commun., 184, 57 (2000).
4. S.Pursel, M.W.Horn, M.C.Demirel, A.Lakhtakia. Polymer, 46, 9544, 2005.
5. K.Robbie, D.J.Broer, M.J.Brett. Nature (London), 399, 764 (1999).
6. D.Subacius, S.V.Shiyanovskii, Ph.Bos, O.D.Lavrentovich. Appl. Phys. Lett, 71, 3323 (1997).
7. K.A.Suresh, Y.Sah, P.B.S.Kumar, G.S.Ranganath. Phys. Rev. Lett., 72, 2863 (1994).
8. A.Lakhtakia, M.McCall. Opt. Commun., 168, 457 (1999).
9. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., 88, 586 (2000).
10. N.P.M.Huck, I.Staue, A.Thirouard, D.K.G. De Broer. Jpn. J. Appl. Phys., 42, 5189 (2003).
11. D.J.Broer, G.N.Mol, J.A.M.M.Haaren, J.Lub. Adv. Mater., 11, 573 (1999).
12. S.M.P.Blom, H.P.M.Huck, H.J.Cornelissen, H.Greiner. J. Soc. Inf. Display, 10, 209 (2002).
13. S.Furumi, S.Yokoyama, A.Otomo, S.Mashiko. Appl. Phys. Lett., 82, 16 (2003).
14. S.M.Morris, A.D.Ford, M.N.Pivnenko, H.J. Coles. J. Appl. Phys., 97, 023103 (2005).
15. A.Chanishvili, G.Chilaya, G.Petriashvili. Appl. Phys. Lett., 83, 5353 (2003).
16. A.F.Munoz, P.Palfy-Muhoray, B.Taheri. Opt. Lett., 26, 804 (2001).
17. H. De Vries. Acta Cryst., 4, 219 (1951).
18. Е.И.Кац. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
19. D.W.Berreman, T.J.Sheffer. Phys. Rev. Lett., 25, 577 (1970).
20. R.Dreher, G.Meier. Phys. Rev. A, 8, 1616 (1973).
21. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, A.Fukuda, E.Kuze. Jpn. J. Appl. Phys., 22, 1080 (1983).
22. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, et al. Jpn. J. Appl. Phys., 21, L390 (1982).
23. H.Takazoe, K.Hashimoto, Y.Ouchi, et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 101, 329 (1983).
24. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, et al. Jpn. J. Appl. Phys., 22, L185 (1983).
25. А.А.Муравский, А.П.Хапалюк, В.С.Рачкевич, А.И. Комяк. Опт. и спектр., 56, 91 (1984).
26. Y.Sah, K.A.Suresh. J. Opt. Soc. Am. A., 11, 740 (1994).
27. М.З.Арутюнян, Г.А.Варданян, А.А.Геворгян. Оптический журнал, 74, 16 (2007).
28. В.А.Беляков, В.Д.Дмитриенко. ФТТ, 15, 2724 (1973).
29. В.А.Беляков, В.Д.Дмитриенко. ФТТ, 15, 3540 (1973).
30. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, А.Н.Кочарян. Изв. НАН Армении, Физика, 40, 355 (2005).
31. R.M.A.Azzam, N.M.Bashara. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.
32. Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян. Опт. и спектр., 85, 640 (1998).
33. R.Nityananda. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 21, 315 (1973).

ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ, ԼՈՒՅՄԻ ԱՆԿՍԱՆ ԱՆԿՅԱՆ
ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԶԻՐԱՆ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ.Զ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ս.Ա. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ

Զննարկված է լույսի թեք անցումը քիրալ ֆոտոնային բյուրեղի վերջավոր հաստությամբ պլանար շերտով: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով: Հետազոտված են քննազան հարթության պտույտի և էլիպսականության սպեկտրները՝ դիելեկտրական սահմանների ամկայության դեպքում: Ուսումնասիրված են քիրալ ֆոտոնային բյուրեղների սեփական քննազանների առանձնահատկությունները:

INFLUENCE OF DIELECTRIC BOUNDARIES, INCIDENCE ANGLE,
AND POLARIZATION OF LIGHT ON THE OPTICAL PROPERTIES
OF CHIRAL PHOTONIC CRYSTALS

M.Z. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN, S.A. MKHITARYAN

Oblique light transmission through a planar layer of a chiral photonic crystal with finite thickness is considered. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition method. The polarization plane rotation and ellipticity spectra in the presence of dielectric boundaries are investigated. The natural polarization peculiarities of chiral photonic crystals are studied.

УДК 621.372

УПРАВЛЯЕМЫЙ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ КВАЗИВОЛНОВОДНЫЙ ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЕ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

**Р.Б. АЛАВЕРДЯН, А.В. ВАРДАНЯН, С.Ц. НЕРСИСЯН,
А.Д. ЧИЛИНГАРЯН, Ю.С. ЧИЛИНГАРЯН**

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 27 июня 2007 г.)

Экспериментально исследована генерация лазерного излучения в тонком ориентированном слое жидкий кристалл – краситель. Введением в резонатор электроуправляемой, планарно ориентированной жидкокristаллической ячейки осуществлена перестройка длины волны генерации. Исследования проводились в режиме квазिवолноводной генерации.

1. Введение

Миниатюризация, снижение порога, управление длиной волны, а также шириной линии генерации лазера представляют несомненный практический интерес. Значительное снижение порога, укорочение длины волны, а также сужение линии генерации лазера на красителе в жидкокristаллической (ЖК) матрице представляют как физический, так и практический интерес. Физический интерес заключается в том, что мы имеем дело со взаимодействием фазовых переходов различной природы: термодинамическим фазовым переходом между фазами ЖК и излучательным фазовым переходом. Поэтому, в отличие от объемного лазера на красителе в ЖК матрице, исследованного нами ранее [1], привлекательным представляется экспериментальное исследование ориентированной системы краситель – ЖК как лазерноактивной среды.

Теоретически возможность усиления поверхностных волн в плоском диэлектрическом волноводе впервые была показана еще в работе [2]. В настоящее время предложен и практически осуществлен целый ряд активных элементов в виде тонкопленочных волноводов, в которых использованы в основном изотропные растворы красителей. Обзор этих работ можно найти в [3,4]. В работах [5,6] теоретически и экспериментально исследован квазिवолноводный режим генерации в активном изотропном слое.

Квазिवолноводный лазер на красителе представляет собой активный слой с показателем преломления n_2 , заключенный между двумя пассивными

прозрачными диэлектриками с показателями преломления n_1 и n_2 , причем $n_1 > n_2$ (рис.1а). В этом случае обычное волноводное распространение не осуществляется из-за отсутствия полного внутреннего отражения (ПВО) на границе слоя. Однако, как экспериментально осуществлено в [7] и подробно теоретически и экспериментально исследовано в [5,6], при достаточном коэффициенте усиления $\alpha > \alpha_{\text{пор}}$ для соответствующих толщин активного слоя d , происходит генерация лазерного излучения в квазिवолноводном активном слое.

В случае малых толщин однородного активного слоя

$$\xi \equiv \left[\frac{\lambda}{2d} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \right]^{-1} \ll 1, \quad (1)$$

где λ – длина волны генерации, получаются следующие пороговые соотношения [5]:

$$\theta = \arccos \left(1 - n_2^2 / n_1^2 \right)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\alpha_{\text{пор}} d = 2 \left(n_1^2 / n_2^2 - 1 \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где θ – угол выхода излучения генерации в среды с показателем преломления n_1 .

В работах [5,6] показано, что характеристики генерации активного квазिवолноводного слоя большой ($\xi \gg 1$) и малой ($\xi \ll 1$) толщины существенно образом различаются. Например, при $\xi \gg 1$ имеет место многомодовый режим генерации, а при $\xi \ll 1$ генерация является одномодовой.

В настоящей работе экспериментально исследована генерация лазерного излучения в тонком ориентированном слое ЖК – краситель и показана возможность ее управления внутрирезонаторной, электроуправляемой, планарно ориентированной ЖК ячейкой. Исследования проводились в режиме квазिवолноводной генерации.

2. Экспериментальные результаты

В эксперименте по получению квазिवолноводной генерации лазера на красителе в изотропной (спиртовый раствор) и анизотропной (жидкокристаллический раствор) матрице излучение второй гармоники неодимового лазера ($\lambda = 0,53$ мкм) фокусировалось цилиндрической линзой на тонкую пленку смеси красителя. Показатели преломления подложек были больше, чем показатель преломления раствора. Концентрация красителя в растворе подбиралась экспериментально и была $\sim 10^{-3}$ моль/л.

На рис.1а приведена схема тонкопленочного квазिवолноводного лазера на красителе в жидкокристаллической матрице. Пространство между двумя стеклянными подложками с показателем преломления n_1 заполнялось лазерноактивным раствором ЖК и красителя толщиной $d \approx 10$ мкм. Длина

активного слоя $l \approx 10$ мм. Толщина активного слоя задавалась с помощью тефлоновой прокладки. Показатель преломления подложек $n_1 \approx 1,74$ был выбран так, чтобы выполнялось условие $n_1 > n_e, n_o$ во всей области температурного интервала существования мезофазы (n_o, n_e – показатели преломления НЖК для обыкновенной и необыкновенной волн, соответственно).

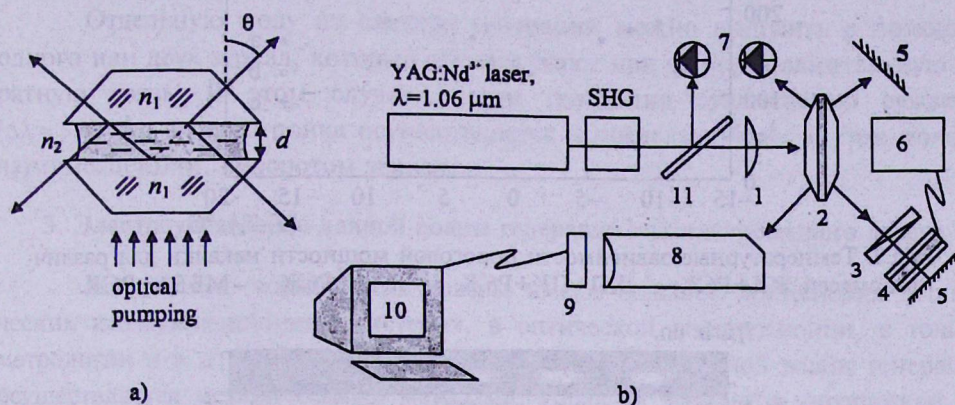


Рис.1. а) Конструкция тонкопленочного квазиволноводного лазера на красителе; б) схема экспериментальной установки для исследования генерации тонкопленочного лазера на красителе, растворенном в ЖК; ГВГ – кристалл для генерации второй оптической гармоники, 1 – цилиндрическая линза, 2 – квазиволноводный лазер, 3 – поляризатор, 4 – электроуправляемая ячейка с НЖК, 5 – зеркала, 6 – регулируемый источник напряжения, 7 – фотоприемники, 8 – модернизированный спектрограф ИСП-51 с камерой УФ-90, 9 – CCD-камера, 10 – компьютер, 11 – светоделительная пластинка.

При накачке активного слоя формировались четыре лазерных пучка, которые выходили с двух концов тонкой пленки. Температура ЖК – раствора красителя поддерживалась с точностью $\pm 0,1^\circ\text{C}$. С помощью зеркал 5 (рис.1б) осуществлялась дополнительная обратная связь, которая позволяла перекачивать всю энергию генерации в одну моду. При повороте одного из зеркал можно перестраивать линию генерации в пределах полосы люминесценции красителя.

В качестве активной среды в эксперименте использовались растворы родамина 6Ж (Р6Ж) в ХЖК холестерил пеларгонате (ХП) (с 8% по весу пеларгоновой кислотой (ПК); смесь, использованная нами для объемного ЖК лазера на красителе, см. [1]), и в НЖК ПАА и МББА. На рис.2 приведены температурные зависимости пороговой мощности накачки для квазиволноводного лазера на красителе. Из рисунка видно, что температурная зависимость пороговой мощности накачки имеет такое же поведение, как и в объемном лазере. Однако понижение порога в области фазового перехода (ФП) получается всего лишь двух-трехкратное по сравнению с областями наибольшей устойчивости фаз.

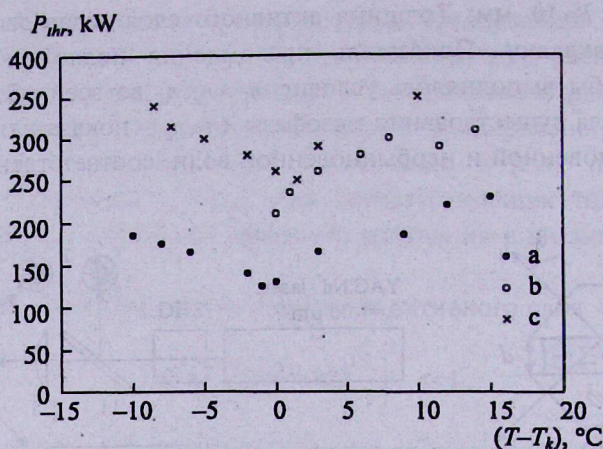


Рис.2. Температурные зависимости пороговой мощности накачки для различных смесей ЖК+Р6Ж; а – ХП+ПК+Р6Ж, б – ПАА+Р6Ж, с – МББА+Р6Ж.

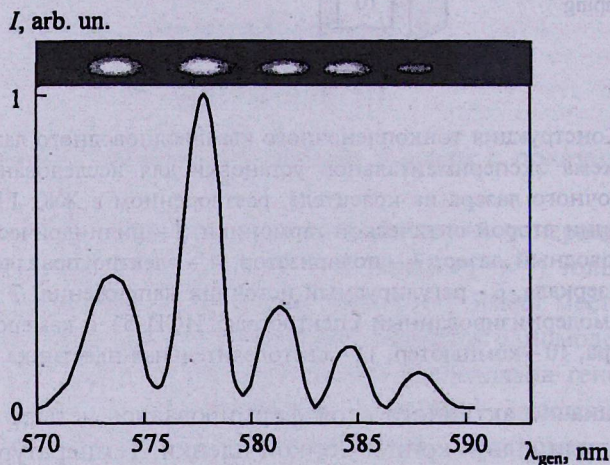


Рис.3. Спектр генерации квазिवолноводного лазера на красителе в ЖК матрице (ХП+ПК+Р6Ж) при температуре 70°C.

В связи с тем, что безразмерный параметр $\xi \gg 1$ (см. формулу (1), в нашем эксперименте $\xi \approx 30$, для МББА со средним показателем преломления $n_2 \approx 1,64$), квазिवолноводный лазер генерировал в многомодовом режиме при интенсивностях накачки несколько больших, чем пороговая. При приближении температуры к температуре фазового перехода жидкого кристалла число мод увеличивалось (при одинаковых значениях мощности накачки). Это объясняется тем, что, с одной стороны, при приближении температуры к критической температуре ФП порог генерации уменьшается, начинают генерироваться и другие моды, а с другой стороны, при приближении температуры к температуре ФП ξ увеличивается, поскольку n_2 уменьшается. Так, если при низких температурах (в глубокой мезофазе) мощность накачки была выбрана так, чтобы генерировала только одна мода, то при температурах, близких к T_k , лазер генерировал одновременно на 3 ÷ 5 модах. На

рис.3 представлена модовая структура (моды пространственно разрешены, т.е. распространяются под разными углами θ_m) и спектр генерации, для смеси родамин 6Ж в холестерил пеларгонате с 8% пеларгоновой кислотой. В эксперименте мода $m=1$ выходила из слоя под углом $\theta_1 \approx 1,3$ рад, что находится в хорошем согласии с расчетным значением $\theta_1 \approx 1,24$ рад, полученным с помощью формулы (2).

Отдельную моду из спектра генерации можно выделить с помощью одного или двух зеркал, которые обеспечивают при этом дополнительную обратную связь. В этом случае спектр генерации существенно сужается ($\Delta\lambda \approx 3+5$ Å), а перестройка осуществляется в пределах 300 Å, внутри полосы люминесценции, поворотом зеркал.

3. Электроуправление длиной волны генерации квазиволноводного лазера

Компактные управляемые лазеры имеют большое применение в оптических коммуникационных системах, в оптической спектроскопии, в точной метрологии и т. д. В большинстве случаев управление длиной волны генерации осуществляется механическими методами, управляя элементом оптической обратной связи: зеркалом или дифракционной решеткой. Однако для практических приложений желательно управлять частотой генерации, изменяя, например, электрическое напряжение, подаваемое на специально установленный внутрирезонаторный элемент [8]. Это дает возможность при необходимости легко программировать управление характеристиками лазерного излучения, используя стандартные методы автоматизации физического эксперимента.

Для электроуправления длиной волны генерации квазиволноводного лазера в нашем эксперименте основным управляющим элементом являлась планарно-ориентированная ячейка с НЖК, которая была установлена между активным квазиволноводным элементом и зеркалом, обеспечивающим дополнительную обратную связь (рис.16). Этот метод основан на электроуправлении двулучепреломлением НЖК. Ячейка с НЖК—5СВ была реализована двумя стеклянными электропроводящими прозрачными подложками, которые специально обрабатывались для планарной ориентации молекул НЖК. Толщина ячейки 70 мкм. Изменение параметров НЖК ячейки в зависимости от приложенного внешнего электрического поля исследовалось отдельно. Для этого ячейка помещалась между двумя скрещенными поляризаторами. Угол между направлением поляризации первого поляризатора и осью легкого ориентирования молекул НЖК на подложках ячейки составлял 45° . Как известно, оптическое пропускание системы в этом случае можно представить в виде $I = I_0 \sin^2(\delta\Phi/2)$, где $\delta\Phi = \Delta n d 2\pi/\lambda$ – фазовый набег между необыкновенной и обыкновенной волнами в слое НЖК, Δn – зависящая от внешнего электрического поля разность показателей преломления для необыкновенной и обыкновенной волн, а d – толщина ячейки. Понятно, что максимумы и минимумы в пропускании появляются, когда $\Delta n d$, соот-

ветственно, равно полуцелому и целому числу, умноженному на λ . На рис.4 приведена зависимость коэффициента пропускания T ячейки от разности потенциалов на подложках. Зондирование ячейки осуществлялось на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм излучением He-Ne лазера. Как видно из рисунка, набег фазы можно регулировать в области $0+17\pi$ изменением напряжения на подложках от 0 до 15 В.

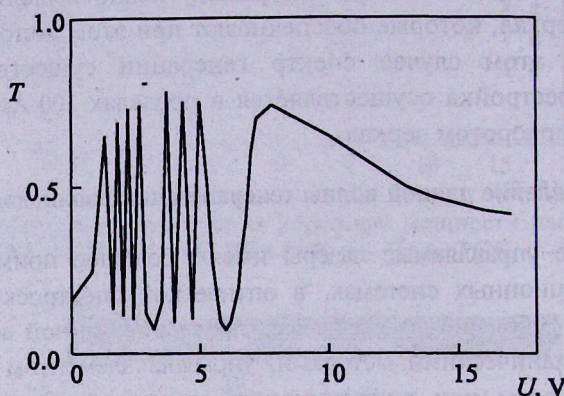


Рис.4. Пропускание НЖК ячейки, установленной между скрещенными поляризаторами, на длине волны 628 нм в зависимости от приложенного напряжения.

В резонаторе квазиволноводного лазера НЖК ячейка была установлена так, что ось легкого ориентирования на подложках либо была параллельна, либо составляла угол 45° с поляризацией лазера. После установки ячейки в резонатор, генерация квазиволноводного лазера значительно ухудшается (интенсивность падает на $15\pm 20\%$, что, по-видимому, обусловлено увеличением потерь резонатора из-за рассеяния излучения генерации в НЖК ячейке).

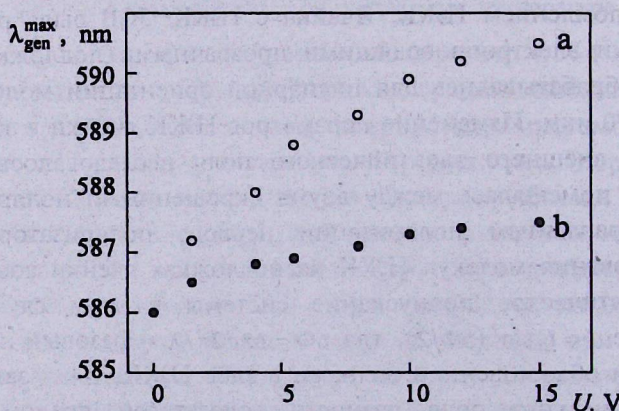


Рис.5. Перестройка длины волны генерации квазиволноводного лазера в зависимости от приложенного на НЖК ячейку напряжения (а – вектор поляризации и директор НЖК параллельны, б – угол, образованный вектором поляризации и директором НЖК, составляет $\sim 45^\circ$).

Рис.5 иллюстрирует полученную в эксперименте перестройку длины волны генерации квазиволноводного лазера вышеуказанным внутрирезонаторным элементом на основе НЖК, с помощью внешнего электрического поля. Как видно из рисунка, предложенный здесь внутрирезонаторный элемент дает возможность для тонкого управления длиной волны генерации в диапазоне $\sim 45 \text{ \AA}$.

4. Выводы

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально показано, что порог генерации тонкопленочного квазиволноводного лазера на красителе в ЖК-матрице резко падает при приближении температуры к критической температуре фазового перехода ЖК.

Установлено, что отдельную моду из спектра генерации можно выделить с помощью одного или двух зеркал, которые обеспечивают при этом дополнительную обратную связь. В этом случае перестройка квазиволноводного лазера осуществляется в пределах $300 \text{ \AA}$, внутри полосы люминесценции, поворотом зеркал.

В настоящей работе экспериментально продемонстрирована также возможность электроуправления длиной волны генерации квазиволноводного лазера на красителе внутрирезонаторным элементом с НЖК ячейкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Дж.Х.Григорян, Ю.С.Чилингарян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 16, 77 (1981).
2. С.А.Раскутин. Радиотехника и электроника, 15, 2527 (1970).
3. Е.М.Золотов, В.А.Киселев, В.А.Сычугов. УФН, 112, 231 (1974).
4. С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., Наука, 1984.
5. В.М.Арутюнян, Г.П.Джотян, А.В.Карменян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 15, 379 (1980).
6. V.M.Arutunyan, G.P.Djotyan, A.V.Karmenyan, J.E.Meliksetyan. Opt. Comm., 52, 114 (1984).
7. Б.Я.Коган, В.М.Волков, С.А.Лебедев. Письма в ЖЭТФ, 16, 144 (1972).
8. Y.P.Lan, C.Y.Chen, R.P.Pan, C.L.Pan. Opt. Eng., 43, 234 (2004).

THIN-FILM QUASI-WAVEGUIDE DYE-LASER CONTROLLED WITH LIQUID-CRYSTAL MATRIX

R.B. ALAVERDYAN, H.V. VARDANYAN, S.TS. NERSISYAN,
A.D. CHILINGARYAN, YU.S. CHILINGARYAN

Generation of the laser emission in a liquid crystal-dye oriented thin film is experimentally investigated. Retuning of the generation wavelength is carried out via inputting electro-tunable planar-oriented liquid-crystal cell in the laser cavity. Investigations were implemented in the quasi-waveguide generation regime.

УДК 621.315

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТОНКОЙ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ЛИНЗЕ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

К.Г. ДВОЯН, Э.М. КАЗАРЯН, А.А. ЧАНЧАПАНЯН

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван

(Поступила в редакцию 22 июня 2007 г.)

В рамках адиабатического приближения исследованы энергетические уровни и прямое межзонное поглощение света в тонкой эллипсоидальной квантовой линзе при наличии магнитного поля. Получены аналитические выражения для энергетического спектра частицы и граничные частоты поглощения в режиме сильного размерного квантования для случаев эллипсоидального и сферического сегментов сечения. Выявлены правила отборов для квантовых переходов.

1. Введение

В последнее время возрастает интерес к полупроводниковым квантовым точкам (КТ), который объясняется проявляемыми новыми физическими свойствами этих нульмерных объектов, которые в основном являются следствием размерного квантования (РК) движения носителей заряда (НЗ) в них [1]. Эти новые структуры были экспериментально получены с помощью прерывного выращивания в полупроводниковых матрицах. Развитие новейших технологий роста, таких, как эпитаксиальный метод роста Странски-Крастанова и т.д., сделали реальным выращивание КТ различных форм и размеров. Большинство работ в этой области посвящено изучению свойств сферических КТ (см., напр., [2]). Однако в последние годы появилось много теоретических и экспериментальных работ, где рассмотрены эллипсоидальные, пирамидальные, цилиндрические и линзообразные КТ. Особый интерес вызывает изучение физических свойств так называемых квантовых линз (КЛ) или линзообразных КТ [3]. Речь идет об исследовании физических свойств НЗ в КТ, имеющих форму сегмента сферы или эллипсоида. Много технических способов было применено для изучения свойств КЛ в зависимости от геометрической формы конкретного образца (см., напр., [4]). Например, в работе [3] использован метод конформного отображения для изучения энергетического спектра частицы в КЛ, мало отличающейся от полусферы. Однако при выращивании КТ часто спонтанным образом образуются квантовые структуры, которые по внешней форме напоминают

тонкую эллипсоидальную или сферическую КЛ, свойства которых не были рассмотрены.

Наличие внешнего однородного магнитного поля приводит к появлению добавочной возможности для управления энергетическим спектром и другими физическими свойствами НЗ в КЛ. Как известно, магнитное поле в отличие от кулоновского действует на НЗ только в направлениях, перпендикулярных к собственному направлению. Это обстоятельство открывает широкие возможности для манипулирования физическими свойствами частиц и для получения квантовых структур с наперед заданными характеристиками. По этой причине актуальна попытка исследования физических свойств НЗ в тонких КЛ при наличии магнитного поля. В частности, вызывает интерес рассмотрение случаев как сферического, так и эллипсоидального сегмента сечения.

В настоящей работе исследованы электронные состояния и прямое межзонное поглощение света в тонких КЛ в однородном магнитном поле.

2. Энергетический спектр

Рассмотрим тонкую эллипсоидальную КЛ (см. рис.1). Тогда потенциальная энергия частицы запишется в виде

$$U(X, Y, Z) = \begin{cases} 0, & \frac{X^2 + Y^2}{a_0^2} + \frac{(Z + Z_0)^2}{c_0^2} \leq 1, X, Y \in [-R_0; R_0]; Z \in [0; L_0], \quad L_0 \ll R_0, \\ \infty, & \text{в других областях} \end{cases} \quad (1)$$

где a_0 и c_0 – соответственно, большая и малая полуоси эллипсоида, R_0 – точка пересечения эллипсоида с плоскостью XOY . Из условия $L \ll R_0$ следует, что движение частицы вдоль оси OZ происходит намного быстрее, чем в плоскости XOY [5]. Исходя из этого, решим задачу в адиабатическом приближении. В цилиндрических координатах гамильтониан системы можно представить в виде суммы “быстрой” $\tilde{H}_1$ и “медленной” $\tilde{H}_2$ частей, где

$$\tilde{H}_1 = -\frac{\hbar^2 \partial^2}{2\mu_e \partial Z^2}, \quad (2)$$

$$\tilde{H}_2 = -\frac{\hbar^2}{2\mu_e} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\partial}{\rho \partial \rho} + \frac{\partial^2}{\rho^2 \partial \varphi^2} \right) - \frac{i\hbar \omega_H}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\mu_e \omega_H^2 \rho^2}{8}, \quad (3)$$

где μ_e – эффективная масса электрона, $\omega_H = eH/\mu_e s$ – циклотронная частота, H – напряженность магнитного поля, направленного вдоль оси Z , s – скорость света в вакууме. В плоскости XOY , при фиксированном значении ρ , движение частицы локализовано в одномерной потенциальной яме с шириной $L(\rho) = c\sqrt{1 - \rho^2/a_0^2} - Z_0$. Для удобства в качестве единиц для энергии и характерных длин выберем, соответственно, эффективную ридберговскую энергию $E_R = \hbar^2/2\mu_e a_B^2$ и эффективный боровский радиус электрона a_B . Разделяя пере-

менные, ищем волновую функцию в виде $\Psi(r, \varphi, z) = \chi(z; r, \varphi) R(r)$. Решим уравнение Шредингера для «быстрой» подсистемы $H_1 \chi(z; r) = E_z(r) \chi(z; r)$, после чего для $\chi(z; r)$ и $E_z(r)$ получим

$$\chi(z; r) = \sqrt{\frac{2}{L(r)}} \sin\left(\frac{\pi n z}{L(r)} + \pi n\right) \quad \text{и} \quad E_z = \frac{\pi^2 n^2}{L^2(r)}. \quad (4)$$

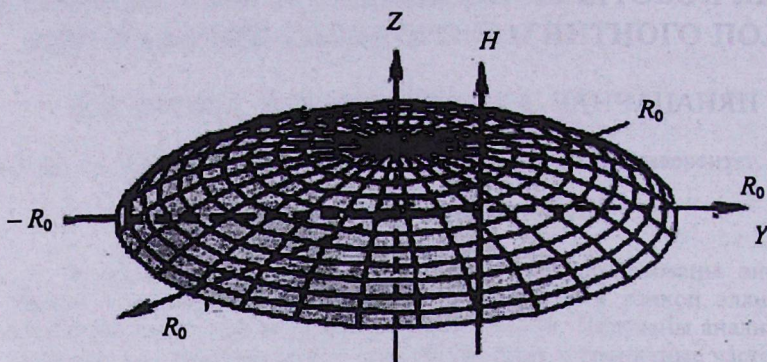


Рис.1. Непроницаемая тонкая эллипсоидальная квантовая линза.

Считая, что частица в основном локализована в области $r \ll r_0$ и разлагая E_z в ряд, получим:

$$E_z = \frac{\pi^2 n^2}{L^2} + \frac{\pi^2 n^2 c}{a^2 L^3} r^2 \equiv E_0 + \frac{\beta^2 r^2}{4}, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$E_0 = \frac{\pi^2 n^2}{L^2}, \quad \beta = \frac{2\pi n \sqrt{Lc}}{aL^2}. \quad (6)$$

Теперь решим уравнение Шредингера для «медленной» подсистемы, для которой (5) входит как эффективная потенциальная энергия. Волновые функции задаются вырожденными гипергеометрическими функциями первого рода, а для энергии имеем $E = E_0 + \gamma m + \delta(2n_r + |m| + 1)$, $n_r, m = 0, 1, 2, \dots$, где $\delta = \sqrt{\gamma^2 + \beta^2}$, а $\gamma = \hbar \omega_H / 2E_R$. Окончательно для энергии носителей заряда в эллипсоидальной КЛ в размерных единицах получаем следующее выражение:

$$\tilde{E}_{el} = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2\mu_e L_0^2} + \frac{\hbar \omega_H m}{2} + \hbar \sqrt{\omega_H^2 + \omega_{conf}^{el2}} \left(n_r + \frac{|m| + 1}{2} \right), \quad (7)$$

где введено обозначение $\omega_{conf}^{el} = 2\pi \hbar \sqrt{c_0 L_0} / \mu_e a_0 L_0^2$. В случае же сферической КЛ ($a_0 = c_0 = R$) для обусловленной стенками частоты ω_{conf}^{clr} из формулы (7) нетрудно получить следующее выражение [6]:

$$\omega_{conf}^{cir} = \frac{2\sqrt{2}\pi\hbar}{\mu_e L_0 \sqrt{R_0^2 + L_0^2}}. \quad (8)$$

3. Прямое межзонное поглощение света в тонкой КЛ в режиме сильного квантования

Перейдем к рассмотрению прямого межзонного поглощения света в тонкой КЛ в режиме сильного РК, когда кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой можно пренебречь. Иными словами, выполняется условие $\{R_0, L_0\} \ll \{a_B^e, a_B^h\}$, где $a_B^{e(h)}$ – эффективный боровский радиус электрона (дырки), $\mu_e \ll \mu_h$, а $\mu_{e(h)}$ – эффективная масса электрона (дырки) (для КТ из GaAs $\mu_e = 0.067m_e$, $\mu_e = 0.12\mu_h$, $E_R^e = 5.275$ мэВ – эффективная ридберговская энергия, $a_B^e = 104 \text{ \AA}$ – эффективный боровский радиус, E_g – ширина запрещенной зоны ($E_g = 1.43$ эВ), $\mu = \mu_e \mu_h / (\mu_e + \mu_h)$, $d = \sqrt{\hbar^2 / 2\mu E_g}$). Коэффициент поглощения определяется выражением $K = A \sum_{\nu, \nu'} |\langle \Psi_{\nu'}^e \Psi_{\nu}^h, dr \rangle|^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E_{\nu'}^e - E_{\nu}^h)$, где ν, ν' – наборы квантовых чисел, соответствующих электрону и тяжелой дырке, Ω – частота падающего света, A – величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятого по блоховским функциям. В режиме сильного РК для случая эллипсоидальной КЛ окончательно получим

$$K^{el} = A \sum_{\substack{n, n', m, m' \\ n_r, n_r'}} |B_{nn'} I_{mm'} J_{n_r, n_r'}^{nn'}|^2 \delta[\hbar\Omega^{el} - E_g - \\ - \left[\frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2\mu_e L_0^2} + \frac{\hbar\omega_H m}{2} + \hbar\sqrt{\omega_H^2 + \omega_{conf}^{el}}^2 \left(n_r + \frac{|m|+1}{2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\pi^2 \hbar^2 n'^2}{2\mu_h L_0^2} + \frac{\hbar\omega'_H m'}{2} + \hbar\sqrt{\omega_H'^2 + \omega_{conf}^{el}}^2 \left(n'_r + \frac{|m'|+1}{2} \right) \right], \quad (9)$$

где через $B_{nn'}$, $I_{mm'}$ и $J_{n_r, n_r'}^{nn'}$ обозначены интегралы, вычисляемые численным методом. Исходя из выражений (7) и (8), для края поглощения случаев эллипсоидальной и сферической КЛ получим следующие выражения:

$$\hbar\Omega_{100}^{el} = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu L_0^2} + \frac{\hbar\sqrt{\Omega_H^{ex2} + (\Omega_{conf}^{el, ex})^2}}{2}, \quad (10)$$

$$\hbar\Omega_{100}^{cir} = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu L_0^2} + \frac{\hbar\sqrt{\Omega_H^{ex2} + (\Omega_{conf}^{cir, ex})^2}}{2}, \quad (11)$$

где введены обозначения

$$\Omega_{conf}^{el, ex} = \frac{2\pi\hbar\sqrt{2-L_0/c_0}}{\mu R_0 L_0}, \quad \Omega_H^{ex} = \frac{eH}{\mu s}. \quad (12)$$

4. Обсуждение

Как видно из полученных результатов, энергетические уровни частицы в обоих случаях получаются эквидистантными. Наличие же магнитного поля приводит к снятию вырождения энергетических уровней по магнитному квантовому числу m . На рис.2 приведены зависимости первых трех уровней энергии электрона в тонкой КЛ для случаев сферического и эллипсоидального сечений от высоты сегмента. Как видно из рисунка, кривые, соответствующие эллипсоидальному случаю, расположены ниже. Это является следствием того, что в приведенном случае полуось эллипсоида вращения больше радиуса сферы ($R_0^{el} > R_0^{cir}$). Иначе говоря, РК, обусловленное стенками в радиальном направлении, становится слабее для случая

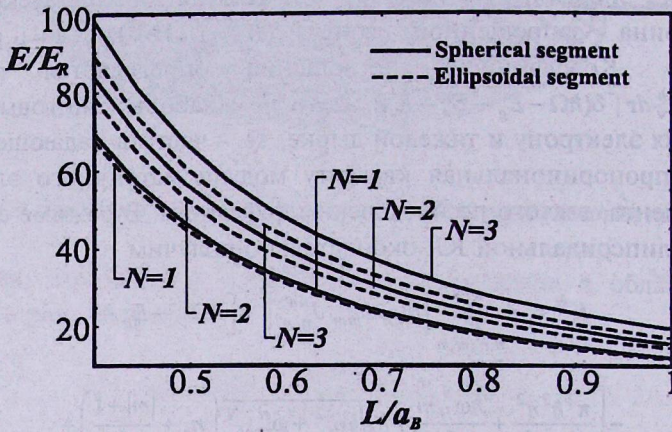


Рис.2. Зависимости первых трех уровней энергии электрона в тонкой КЛ от высоты сегмента для случаев сферического и эллипсоидального сечений.

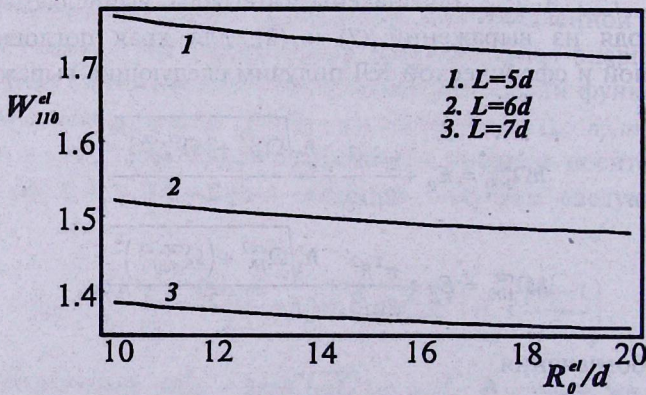


Рис.3. Зависимости края поглощения от R_0^{el}/d для эллипсоидальной КЛ при разных значениях ее высоты.

эллипсоидальной КЛ. Обратная картина наблюдается при $R_0^{el} < R_0^{cir}$. При малых значениях высоты сегмента эллипсоидальность КЛ проявляется ярче. С увеличением L_0 разница энергий эллипсоидального и сферического случаев убывает. Так, при $L_0 = 0.5a_B^e$ разность энергий составляет $\Delta E \approx 3E_R^e$, тогда как при $L_0 = 0.8a_B^e$ имеем $\Delta E \approx 1.25E_R^e$.

Перейдем к обсуждению поведения края поглощения $W = \hbar\Omega^{el(cir)} / E_g$ и правил отбора. Отметим, что возникающий эффективный параболический потенциал зависит от квантового числа “быстрой” подсистемы n , вследствие чего для каждого уровня “быстрой” подсистемы возникает свое семейство эквидистантных уровней. Так, из выражения (8) получаются следующие правила отбора. По направлению Z разрешены переходы между уровнями с $n = n'$, а в радиальном направлении переходы разрешены при $m = -m'$ и $n_r = n'_r$. Наконец, на рис.3 приведены зависимости края поглощения от R_0^{el} для эллипсоидальной КЛ при разных значениях ее высоты. С увеличением R_0^{el} край поглощения медленно убывает, тогда как с увеличением L_0 спад края поглощения сильнее. Это является следствием сильного вклада РК по направлению L_0 . Как видно из полученных результатов, край поглощения зависит от величины Ω_H^{ex} , которая приводит к смещению края поглощения в сторону высоких частот. Величина Ω_H^{ex} конкурирует с эффективной частотой $\Omega_{conf}^{el(cir).ex}$, обусловленной влиянием стенок КТ. При малых значениях магнитного поля эффективная циклотронная частота значительно уступает частоте $\Omega_{conf}^{el(cir).ex}$. Однако при экстремально сильных полях энергетические уровни НЗ в радиальном направлении переходят в уровни Ландау, и край поглощения обуславливается в основном влиянием магнитного поля, а влияние РК выступает в качестве малой поправки.

Работа выполнена в рамках гранта NFSAT/CRDF GRASP-02/06 и государственной целевой программы РА “Полупроводниковая наноэлектроника”.

ЛИТЕРАТУРА.

1. P. Harrison. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, Leeds, United Kingdom, 2005.
2. Е.М. Kazaryan, L.S. Petrosyan, H.A. Sarkisyan. Physica E, 8, 19 (2000).
3. A.H. Rodriguez, C. Trallero-Giner, S.E. Ulloa, J. Marin-Antinua. Phys. Rev. B, 63, 125319-1 (2001).
4. Cheng-Hung Chang. Phys. Rev. E, 67, 046201-1 (2001).
5. В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган. Задачи по квантовой механике, М., Наука, 1981.
6. L.S.Petrosyan. Proceedings of the fourth national conference Semiconductor Microelectronics. Tsakhcadzor, Armenia, May 29-31 2003, p.47.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՎ ԼՈՒՅՄԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ
ԷԼԻՊՍԱԴՐԱՅԻՆ ԺԱՆՏԱՅԻՆ ՈՍՊՆՅԱԿՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ
ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Կ.Գ. ԴՎՈՅԱՆ, Է.Մ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ՃԱՆՃԱՊԱՆՅԱՆ

Աղիարատական մոտավորությամբ ուսումնասիրված են էլեկտրոնի էներգիական մակար-
դակները և լույսի ուղիղ միջգոտիական կլանումը բարակ էլիպսարդային քվանտային ոսպնյակում
արտաքին մագնիսական դաշտում: Ստացված են վերլուծական արտահայտություններ մասնիկի
էներգիական սպեկտրի և կլանման եզրային հաճախությունների համար հատույթի էլիպսարդային
և զնդային սեգմենտների դեպքերում ուժեղ քվանտացման ռեժիմում: Ի հայտ են բերված
քվանտային անցումների ջրկման կանոնները:

ELECTRON STATES AND LIGHT ABSORPTION
IN A THIN ELLIPSOIDAL QUANTUM LENS
IN THE PRESENCE OF A STRONG MAGNETIC FIELD

K.G. DVOYAN, E.M. KAZARYAN, A.A. TSHANTSHAPANYAN

Within the framework of adiabatic approximation the energy levels and direct interband light
absorption in a thin ellipsoidal quantum lens in the presence of a magnetic field are studied.
Analytical expressions for the particle energy spectrum and for the absorption threshold
frequencies in the regime of strong size quantization for the cases of ellipsoidal and spherical
cross-section segments are obtained. Selection rules for quantum transitions are revealed.

УДК 621.315

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ВОДОРОДОПОДОБНОЙ ДОНОРНОЙ ПРИМЕСИ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

В.Н. МУГНЕЦЯН, М.Г. БАРСЕГЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 июня 2007 г.)

Изучено влияние продольного магнитного и поперечного электрического полей на энергию связи водородоподобной донорной примеси в полупроводниковой квантовой проволоке круглого сечения, аппроксимируемой цилиндрической ямой конечной глубины. Показано, что как магнитное и электрическое поля, так и расстояние примеси от оси проволоки являются эффективными средствами воздействия на энергию связи.

1. Введение

В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованию электронных состояний водородоподобных примесей в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах, находящихся во внешнем электрическом и магнитном полях. Это обусловлено широкими возможностями целенаправленного изменения энергий связи примесей и, тем самым, управления электронными и оптическими свойствами приборов на основе таких гетероструктур [1-8].

Энергия связи примеси, находящейся на оси цилиндрической квантовой проволоки (КП), в продольном магнитном поле вычислена в работах [9,10], соответственно, в рамках модели бесконечного и конечного ограничивающего потенциала. В работе [11] вычислена энергия связи примеси, находящейся в КП с бесконечным потенциалом при наличии как магнитного, так и электрического полей, а в [12] исследовано влияние магнитного поля на зависимость энергии связи $1s$ -, $2p$ -, $3p$ -подобных состояний от радиуса КП и положения примеси. В работе [13] показано, что поперечное электрическое поле снимает вырождение энергии связи по симметричным относительно оси КП положениям примеси и, в зависимости от ее положения, может способствовать появлению или исчезновению возбужденных примесных состояний.

В данной работе в рамках вариационного приближения исследовано влияние однородного электрического и магнитного полей на энергию связи

водородоподобной донорной примеси, смещенной от оси цилиндрической КП, аппроксимируемой прямоугольной потенциальной ямой конечной глубины. Получены зависимости энергии связи от электрического и магнитного полей, а также от положения примеси.

2. Теория

Рассмотрим цилиндрическую КП с прямоугольным потенциалом конечной глубины в магнитном и электрическом полях. Предположим, что вектор индукции магнитного поля направлен вдоль оси проволоки (ось z), вектор напряженности электрического поля – перпендикулярно оси проволоки (ось x). Донорная примесь находится в точке с координатами $(x_i, 0, 0)$.

Гамильтониан, описывающий поперечное движение электрона в рассматриваемой системе, имеет вид

$$\hat{H}_2 = \hat{H}_1 + \frac{2}{\sqrt{z^2 + (t - t_i)^2}}, \quad (1)$$

где

$$\hat{H}_1 = \hat{H}_0 + \eta t \cos \varphi \quad (2)$$

– гамильтониан электрона в цилиндрической системе координат в магнитном и электрическом полях в отсутствие примеси, а

$$\hat{H}_0 = - \left[\frac{1}{t} \frac{\partial}{\partial t} \left(t \frac{\partial}{\partial t} \right) + \frac{1}{t^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] - i\gamma \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{4} \gamma^2 t^2 + v(t) \quad (3)$$

– гамильтониан электрона в магнитном поле. В формулах (1)–(3) введены следующие обозначения: $\gamma = (a_B/l_B)^2$, $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, $v(t)$ – ограничивающий потенциал КП ($v(t) = 0$ при $t \leq r$ и $v(t) = v_0$ при $t > r$), t_i – радиус-вектор примеси, $(t - t_i)^2 = t^2 + t_i^2 - 2tt_i = t^2 + x_i^2 - 2tx_i \cos \varphi$, $\eta = eFa_B/E_R$, F – напряженность электрического поля, r – радиус КП. Все расстояния выражены в эффективных боровских радиусах a_B , а энергии – в эффективных ридберговских энергиях E_R .

Следуя вариационному принципу, волновую функцию основного состояния электрона в КП без примеси в электрическом и магнитном полях запишем в виде

$$\psi_1(t, \varphi, z; \alpha) = N_1 \exp(ikz - \alpha t \cos \varphi) g_0(t), \quad (4)$$

где N_1 – постоянная нормировки, α – вариационный параметр, определяемый с помощью минимизации собственного значения оператора (2):

$$\varepsilon_1 = \langle \psi_1(t, \varphi; \alpha) | \hat{H}_1 | \psi_1(t, \varphi; \alpha) \rangle,$$

$$g_0(t) \equiv g_{n,l}(t) |_{l=0, n=0},$$

$$g_{n,l}(t) = N_{n,l} \exp(-\gamma t^2/4)(\gamma t^2/2)^{l/2} \begin{cases} F(-a_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2), & t \leq r, \\ \frac{F(-a_{nl}, |l|+1; \gamma r^2/2)}{U(-b_{nl}, |l|+1; \gamma r^2/2)} U(-b_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2), & t > r \end{cases} \quad (5)$$

– радиальная волновая функция электрона в отсутствие примеси и электрического поля, $N_{n,l}$ – нормировочная постоянная, $F(-a_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2)$ и $U(-b_{nl}, |l|+1; \gamma t^2/2)$ – вырожденные гипергеометрические функции [14], $a_{nl} = \epsilon_{nl}/2\gamma - (|l|+l+1)/2$, $b_{nl} = a_{nl} - v_0/2\gamma$, $\epsilon_{n,l}$ – энергия электрона в отсутствие примеси и электрического поля [12], n и l – квантовые числа.

Волновую функцию основного примесного состояния представим в виде

$$\psi_2(t, \varphi, z; x_i, \alpha_0, \beta) = N_2 \exp\left\{-\beta\sqrt{z^2 + (t-t_i)^2}\right\} \psi_1(t, \varphi, z; \alpha_0), \quad (6)$$

где β – вариационный параметр, N_2 – постоянная нормировки, α_0 – значение вариационного параметра α , при котором энергия ϵ_1 принимает минимальное значение [15].

Энергия основного примесного состояния дается выражением

$$\epsilon_2 = \min_{\beta} \langle \psi_2(t, \varphi, z; t_i, \alpha_0, \beta) | \hat{H}_2 | \psi_2(t, \varphi, z; t_i, \alpha_0, \beta) \rangle, \quad (7)$$

где под $\min_{\beta} f$ подразумевается минимальное по β значение функции f , а энергия связи определяется как $\epsilon_b = \epsilon_1 - \epsilon_2$.

3. Обсуждение

Расчеты проведены для системы GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs, со значениями параметров $n=3.3$, $m=0.067m_0$, $E_R=5.2$ мЭВ, $a_B=104$ Å, $v_0=50$, $r=1$ (концентрация сплава $x \approx 0.35$) [16].

На рис.1 приведены зависимости плотности вероятности (в единицах a_B^{-3}) нахождения электрона в плоскости $z=0$ для основного примесного состояния. Поскольку направление оси x – выделенное, графики удобно представлять в декартовых координатах.

В отсутствие электрического поля (рис.1а) максимум плотности вероятности расположен вблизи примеси и смещен в сторону оси КП, ввиду наличия ограничивающего потенциала. Электрическое поле, направленное по оси x , смещает электрон в область отрицательных значений x (рис.1б) [17,18]. Резко выраженный максимум наблюдается вблизи примеси, когда электрическое поле направлено противоположно оси x (рис.1с), так как область локализации электрона смещается в область положительных значений x , где находится примесь. Ввиду симметрии системы относительно плоскости $y=0$ все графики симметричны относительно этой плоскости.

На рис.2 представлены зависимости энергии связи от положения примеси для различных значений индукции магнитного поля и напряженности электрического поля. В отсутствие электрического поля (кривые 1) эти зави-

симости симметричны относительно начала координат. Сильная зависимость от положения примеси и высокий максимум энергии связи при наличии магнитного поля обусловлены локализацией электрона в приосевой области. Смещение электрона под влиянием электрического поля (рис.1б,с) приводит к соответственному смещению максимумов (кривые 2,3).

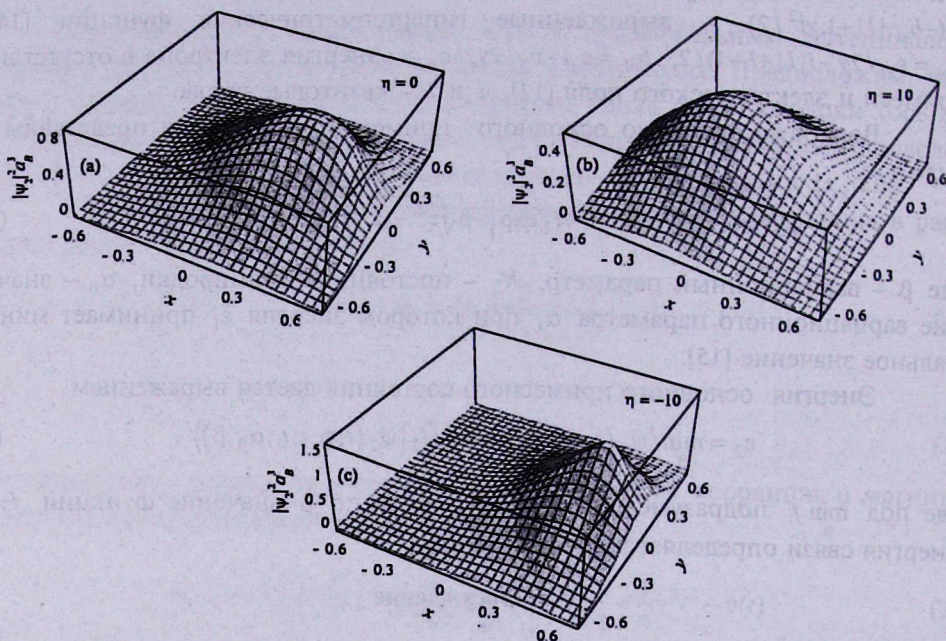


Рис.1. Зависимость плотности вероятности от безразмерных декартовых координат $x = X/a_B$ и $y = Y/a_B$ ($z = 0$) при значениях параметра $\gamma = 5$ для различных значений напряженности электрического поля. Примесь находится в точке $(0.5, 0, 0)$.

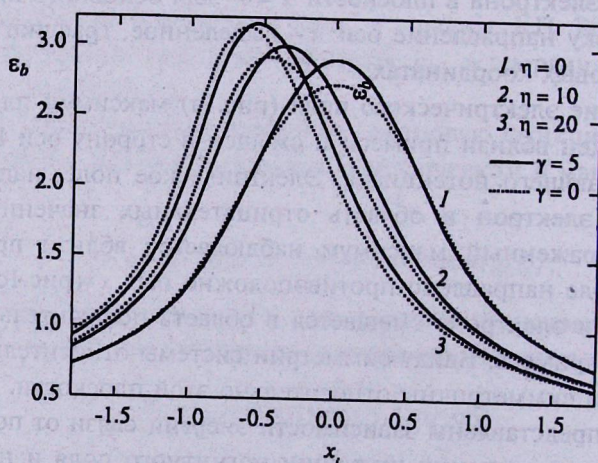


Рис.2. Зависимость энергии связи от координаты примеси.

На рис.3 показаны зависимости энергии связи от напряженности электрического поля для различных значений индукции магнитного поля и положения примеси. Когда примесь находится на оси КП, в соответствии с симметрией системы энергия связи не зависит от ориентации электрического поля (кривые 1). При увеличении магнитного поля энергия связи увеличивается для всех значений напряженности электрического поля, а зависимость от электрического поля ослабевает ввиду дополнительного пространственного ограничения электрона магнитным полем. Аналогичное поведение наблюдается и при сравнительно малом расстоянии примеси от оси КП (кривые 2) с той лишь разницей, что максимум кривой смещен в сторону отрицательных значений η . Иначе обстоит дело для случаев $x_i = 0.5$ и $x_i = 1$ (кривые 3 и 4). При больших положительных значениях электрического поля электрон локализован в области отрицательных значений x (рис.1b), вследствие чего под влиянием магнитного поля эффективное расстояние между электроном и примесью уменьшается, приводя к увеличению энергии связи. С уменьшением напряженности электрического поля электрон из области отрицательных x приближается к приосевой области, т.е. к примеси, что также приводит к увеличению энергии связи. При этом, начальное увеличение происходит сравнительно медленно в случае наличия дополнительного ограничения магнитным полем, вследствие чего при некоторых значениях электрического поля энергия связи для $\gamma = 0$ становится больше энергии связи для $\gamma = 5$ (кривые 3 и 4). При больших отрицательных значениях напряженности электрического поля скорость изменения энергии связи в случае наличия магнитного поля начинает превалировать над скоростью ее изменения в случае отсутствия магнитного поля. Это связано с тем, что магнитное поле препятствует удалению части электронного облака, находящегося в области $|x| > x_i$, от примеси, что ослабляет увеличение энергии связи с увеличением электрического поля (кривые 3). Последний эффект не наблюдается, когда примесь находится на границе КП (кривые 4).

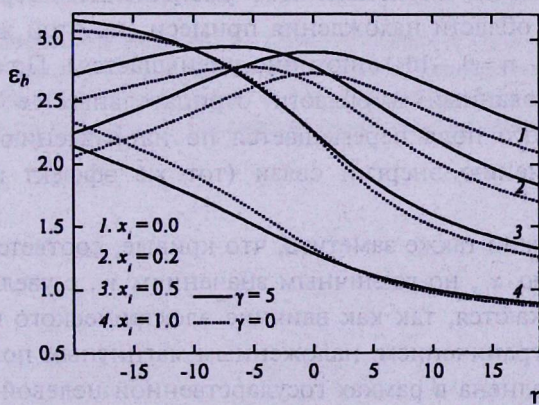


Рис.3. Зависимость энергии связи от напряженности электрического поля.

На рис.4 представлены зависимости энергии связи от индукции магнитного поля для различных значений напряжённости электрического поля и координаты x_i примеси. Когда примесь находится на оси КП, энергия связи увеличивается с увеличением магнитного поля для всех значений напряжённости электрического поля ввиду локализации электрона в приосевой области. Отметим, что кривые, соответствующие значениям $\eta = 10$ и $\eta = -10$, совпадают вследствие симметрии относительно плоскости $x = 0$.

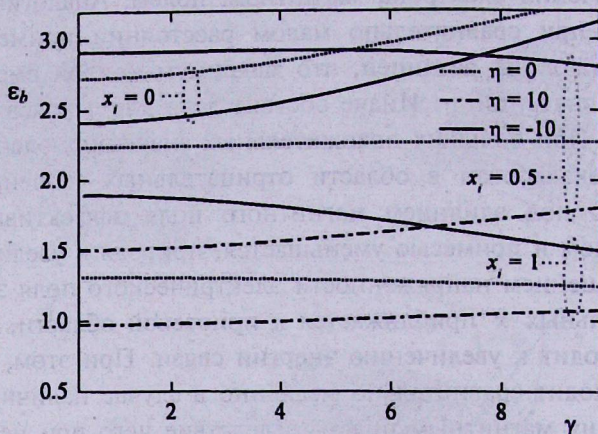


Рис.4. Зависимость энергии связи от индукции магнитного поля.

Когда примесь смещена от оси на половину радиуса КП ($x_i = 0.5$), кривые, соответствующие различным значениям напряженности электрического поля, ведут себя по разному. В случае $\eta = 0$ энергия связи медленно растет из-за смещения электронного облака из области $t > t_i$ в область $t \leq t_i$ [19]. При $\eta = -10$ наблюдается сильная локализация электрона у примеси (рис.1c), чем обусловлено большое значение энергии связи при $\gamma = 0$. При увеличении магнитного поля начальное увеличение, связанное с перемещением электронного облака из области $t > t_i$ в область $t \leq t_i$, сменяется уменьшением энергии связи, обусловленным уменьшением вероятности нахождения электрона в области нахождения примеси (по этой же причине энергия связи для $t_i = 1$, $\eta = 0, -10$ монотонно уменьшается). При значении $\eta = 10$ электрон, локализованный в области отрицательных x (рис.1b), с увеличением магнитного поля перемещается по направлению к примеси, что приводит к увеличению энергии связи (тот же эффект наблюдается и в случае $t_i = 1$).

Из рис.4 можно также заметить, что кривые, соответствующие одному и тому же значению x_i , но различным значениям η , с увеличением магнитного поля приближаются, так как влияние электрического поля ослабляется дополнительным ограничением, наложенным магнитным полем на электрон.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Kasapoglu, H.Sari, I.Sokmen. *Physica E*, 19, 332 (2003).
2. O.Akankan, S.E.Okan, H.Akbaş. *Physica E*, 25, 535 (2005).
3. S.Aktaş, S.E.Okan, H.Akbaş. *Superlatt. Microst.*, 30, 129 (2001).
4. H.T.Cao, D.B.Thoai. *Physica B*, 205, 273 (1995).
5. A.L.Vartanian, M.A.Yeranosyan, A.A.Kirakosyan. *Physica B*, 390, 256 (2007).
6. A.L.Vartanian, M.A.Yeranosyan, A.A.Kirakosyan. *Physica E*, 27, 447 (2005).
7. A.Kh.Manaselyan, A.A.Kirakosyan. *Physica E*, 28, 462 (2005).
8. M.S.Atoyan, E.M.Kazaryan, H.A.Sarkisyan. *Physica E*, 31, 83 (2006).
9. E.Niculescu, A.Gearba, G.Cone, C.Negutu. *Superlatt. Microst.*, 29, 319 (2001).
10. S.V.Branis, G.Li, K.Bajaj. *Phys. Rev. B*, 47, 1316 (1993).
11. I.Erdogan, O.Akankan, H.Akbas. *Physica E*, 33, 83 (2006).
12. P.Villamil, C.Cabra, N.Porrás-Montenegro. *J. Phys. C*, 17, 5049, (2005).
13. A.Montes, C.A.Duque, N.Porrás-Montenegro. *Phys. stat. sol. (b)*, 210, 731 (1998).
14. M.Abramowitz, I.A.Stegun. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables*. Washington D. C., 1964.
15. S.Aktas, F.K.Boz, S.S.Dalgic. *Physica E*, 28, 96 (2005).
16. S.Adachi. *J. Appl. Phys.*, 53, R1 (1985).
17. C.Juang, C.Y.Chang. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 1527 (1991).
18. E.Kasapoglu, H.Sari, I.Sokmen. *Appl. Phys. A*, 78, 1053 (2004).
19. B.Н.Мугнецян. *Изв. НАН Армении, Физика*, 42, 297 (2007)

ՋՐԱԾԼԱՆՄԱՆ ԴՈՆՈՐԱՅԻՆ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԿԱՊԻ ԷԼԵՐԳԻԱՆ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Վ.Ն. ՄՈՒՂՆԵՏՅԱՆ, Մ.Գ. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է երկայնական մագնիսական և լայնական էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը վերջավոր խորությամբ զլանային փոսով մոտարկված շրջանաձև կտրվածքով կիսահաղորդչային բվանտային լարում ջրածնանման դոնորային խառնուրդի կապի էներգիայի վրա: Ցույց է տրված, որ ինչպես մագնիսական և էլեկտրական դաշտերը, այնպես էլ խառնուրդի հեռավորությունը լարի առանցքից կապի էներգիայի վրա ազդելու արդյունավետ միջոցներ են:

BINDING ENERGY OF A HYDROGEN-LIKE DONOR IMPURITY IN A QUANTUM WELL-WIRE IN MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

V.N. MUGHNETSYAN, M.G. BARSEGHYAN, A.A. KIRAKOSYAN

The effect of a longitudinal magnetic and a transverse electric fields on the binding energy of a hydrogen-like donor impurity is studied for a semiconductor quantum well-wire approximated by a cylindrical well of finite depth. It is shown that the magnetic and electric fields as well as the impurity distance from the wire axis are the effective tools for the influence on the binding energy.

УДК 621.315

ПРЯМОЕ МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В СИЛЬНО ВЫТЯНУТОЙ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

Д.Б. АЙРАПЕТЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 22 июня 2007 г.)

В рамках адиабатического приближения исследованы энергетические уровни и прямое межзонное поглощение света в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке. Получены аналитические выражения для энергетического спектра частицы и граничные частоты поглощения при трех режимах размерного квантования. Выявлены правила отбора для квантовых переходов.

1. Введение

Развитие новейших технологий роста, таких как эпитаксиальный метод Странски–Крастанова и т.д., сделали реальным выращивание полупроводниковых квантовых точек (КТ) различных форм и размеров [1]. Как известно, энергетический спектр носителей заряда (НЗ) в КТ полностью квантован и напоминает энергетический спектр атомов (искусственные атомы) [2]. В последние годы появилось много теоретических и экспериментальных работ, где рассмотрены эллипсоидальные, пирамидальные, цилиндрические и линзообразные КТ [3-7]. Во время роста КТ в результате диффузии формирующийся ограничивающий потенциал в большинстве случаев с большой точностью аппроксимируется параболическим потенциалом. Однако, эффективный параболический потенциал может возникнуть в КТ также в силу особенности ее внешней формы [8]. В частности, речь идет о КТ, имеющей форму сильно вытянутого эллипсоида вращения [9].

В настоящей работе в рамках адиабатического приближения рассмотрены электронные состояния и прямое межзонное поглощение света в сильно вытянутой эллипсоидальной КТ (СВЭКТ). Получены аналитические выражения для энергетического спектра частицы и граничные частоты поглощения при трех режимах размерного квантования (РК). Выявлены правила отбора для квантовых переходов.

2. Теория

2.1. Режим сильного РК

Рассмотрим движение частицы (электрон, дырка) в СВЭКТ. Потенци-

альная энергия частицы в цилиндрических координатах запишется в виде

$$U(\rho, \varphi, Z) = \begin{cases} 0, & \rho^2/a_1^2 + Z^2/c_1^2 \leq 1, \\ \infty, & \rho^2/a_1^2 + Z^2/c_1^2 > 1, \end{cases} \quad a_1 \ll c_1, \quad (1)$$

где a_1 и c_1 – соответственно, малая и большая полуоси СВЭКТ.

В режиме сильного РК энергия кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой значительно меньше энергии, обусловленной вкладом РК. В этом приближении кулоновским взаимодействием можно пренебречь. Тогда задача сводится к нахождению по отдельности энергетических состояний электрона и дырки. Из геометрической формы КТ следует, что движение частицы по радиальному направлению происходит быстрее, чем по направлению Z . Это позволяет применить адиабатическое приближение [10]. Гамильтониан системы в цилиндрических координатах имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu_p} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] - \frac{\hbar^2}{2\mu_p} \frac{\partial^2}{\partial Z^2} + U(\rho, \varphi, Z), \quad (2)$$

и его можно представить в виде суммы гамильтонианов “быстрой” H_1 и “медленной” H_2 подсистем в безразмерных величинах

$$H = H_1 + H_2 + U(r, \varphi, z), \quad (3)$$

где

$$H_1 = -\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right], \quad (4)$$

$$H_2 = -\frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (5)$$

Здесь $H = H/E_R$, $r = \rho/a_B$, $z = Z/a_B$, μ_p – эффективная масса частицы, $E_R = \hbar^2/2\mu_p a_B^2$ – эффективная энергия Ридберга, $a_B = \kappa \hbar^2/\mu_p e^2$ – эффективный боровский радиус частицы, e – заряд частицы, κ – диэлектрическая проницаемость. Волновую функцию ищем в виде

$$\psi(r, \varphi, z) = e^{im\varphi} R(r; z) \chi(z). \quad (6)$$

При фиксированном значении координаты z медленной подсистемы движение частицы локализовано в двумерной потенциальной яме с эффективной переменной шириной

$$L(z) = a\sqrt{1 - z^2/c^2}, \quad (7)$$

где $a = a_1/a_B$ и $c = c_1/a_B$. Из уравнения Шредингера быстрой подсистемы для энергетического спектра частицы получается

$$\epsilon_1(z) = \alpha_{n+1,m}^2 / L^2(z), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (8)$$

где $\alpha_{n+1,m}$ – нули функции Бесселя первого рода. Для нижних уровней спектра частица в основном локализована в промежутке $|z| \ll a$. Исходя из

этого, разложим $\epsilon_1(z)$ в ряд

$$\epsilon_1(z) \approx \epsilon_0 + \omega_0^2 z^2, \quad (9)$$

где $\epsilon_0 = \alpha_{n+1,m}^2 / a^2$, $\omega_0 = \alpha_{n+1,m} / ac$. Выражение (9) является эффективным потенциалом, входящим в уравнение Шредингера медленной подсистемы. Для полной энергии системы получается

$$\epsilon = \epsilon_0 + 2\omega_0(N + 1/2), \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

2.2. Режим промежуточного РК

В этом режиме учитывается кулоновское взаимодействие электрона и дырки. Очевидно, что вследствие РК такое взаимодействие наглядно проявится только по направлению Z . Поэтому ограничимся рассмотрением случая одномерного экситона. Понятно, что в этом режиме РК энергия движения электрона превалирует над энергией движения тяжелой дырки (из условия $\mu_e \ll \mu_h$). Исходя из вышесказанного, электронный потенциал, действующий на дырку, можно усреднить по движению электрона и записать в виде

$$\tilde{V}_{n,m,N}(Z) = -\frac{e^2}{\kappa} \int_{-c_1}^{c_1} \frac{|\Psi_{n,m,N}(Z')|^2}{|Z - Z'|} dZ', \quad (11)$$

где $\Psi_{n,m,N}(Z')$ – волновая функция электрона. Условие $a_h \ll a_l$ позволяет разложить потенциал (11) в ряд вблизи точки $Z = 0$, где $a_h = \kappa \hbar^2 / \mu_h e^2$ – эффективный боровский радиус дырки. Окончательно для (11) в безразмерных величинах получим

$$V_{100}(r) = \alpha + \beta^2 r^2, \quad (12)$$

где введены обозначения

$$V_{100}(r) = \frac{\tilde{V}_{100}(\rho)}{E_R}, \quad \alpha = \frac{3}{4} \frac{1}{c} \left(1 + \ln \frac{\alpha_{10} c}{a} \right) \sqrt{\frac{\alpha_{10} c}{a}}, \quad \beta^2 = \frac{3}{4} \frac{\alpha_{10}}{a} \left(\ln \frac{\alpha_{10} c}{a} - 1 \right) \sqrt{\frac{\alpha_{10} c}{a}}. \quad (13)$$

Волновая функция и энергия дырки определяются из уравнения Шредингера с усредненным потенциалом (12). После несложных преобразований для энергетического спектра дырки в безразмерных величинах получим

$$\epsilon = \epsilon' + \alpha + 2\sqrt{\omega'^2 + \beta^2} (N' + 1/2), \quad N' = 0, 1, 2, \dots, \quad (14)$$

где введены обозначения $\epsilon' = \alpha_{n'+1,m'}^2 / a^2$, $\omega' = \alpha_{n'+1,m'} / ac$.

2.3. Режим слабого РК

В этом случае энергия системы в основном обусловлена кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой. Иными словами, рассматривается движение экситона как целого в СВЭКТ. Тогда волновую функцию

системы можно представить в виде

$$f(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \varphi(\mathbf{r}) \Phi_{n,l,m}(\mathbf{R}), \quad (15)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$, $\mathbf{R} = (\mu_e \mathbf{r}_e + \mu_h \mathbf{r}_h) / (\mu_e + \mu_h)$. Здесь $\varphi(\mathbf{r})$ описывает относительное движение электрона и дырки, а $\Phi_{n,l,m}(\mathbf{R})$ – движение центра тяжести экситона. Гамильтониан системы запишется в виде

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\mathbf{R}}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\mathbf{r}}^2 - \frac{e^2}{\kappa r}, \quad (16)$$

где $M = \mu_e + \mu_h$, $\mu = \mu_e \mu_h / (\mu_e + \mu_h)$. Для движения центра масс экситона получается аналогичный (10) результат, но под массой μ_p принимается масса экситона M . А для энергетического спектра относительного движения экситона в безразмерных величинах имеем

$$\varepsilon_{ex} = \frac{E_{ex}}{E_R} = \frac{\mu}{M} \frac{1}{k^2}, \quad k = 1, 2, \dots \quad (17)$$

Окончательно для полной энергии получим

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + 2\omega_0 (N + 1/2) - \varepsilon_{ex}, \quad N = 0, 1, 2, \dots, \quad (18)$$

где $\varepsilon_0 = \alpha_{n+1,m}^2 / a^2$, $\omega_0 = \alpha_{n+1,m} / ac$.

3. Прямое межзонное поглощение света

Перейдем к рассмотрению прямого межзонного поглощения света в СВЭКТ в режиме сильного РК. Рассмотрим случай тяжелой дырки, когда $\mu_e \ll \mu_h$. Коэффициент поглощения определяется выражением

$$K = A \sum_{\mathbf{v}, \mathbf{v}'} \left| \int \Psi_{\mathbf{v}}^e \Psi_{\mathbf{v}'}^h d\mathbf{r} \right|^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E_{\mathbf{v}}^e - E_{\mathbf{v}'}^h), \quad (19)$$

где $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}'$ – наборы квантовых чисел, соответствующих электрону и тяжелой дырке, E_g – ширина запрещенной зоны массивного полупроводника, Ω – частота падающего света, A – величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятого по блоховским функциям [11]. В режиме сильного РК окончательно для величины K и для края поглощения получим

$$K = A \sum_{n,m,N} \left(\frac{J_{1+m}(\alpha_{n+1,m})}{J_{1-m}(\alpha_{n+1,m})} \right)^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E_e - E_h), \quad (20)$$

$$W_{000} = 1 + \alpha_{10}^2 \frac{d^2}{a_1^2} + \alpha_{10} \frac{d^2}{a_1 c_1}. \quad (21)$$

Здесь $W_{000} = \hbar\Omega_{000} / E_g$, а $d = \hbar / \sqrt{2\mu E_g}$. Формула (21) характеризует зависимость эффективной ширины запрещенной зоны от полуосей a_1 и c_1 . С увеличением обеих полуосей край поглощения уменьшается, однако зависи-

мость от малой полуоси проявляется сильнее. Рассмотрим теперь правила отбора для переходов между уровнями с разными квантовыми числами. Для магнитного квантового числа разрешены переходы между уровнями с $m = -m'$, а для квантового числа быстрой подсистемы – переходы с $n = n'$. Для осцилляторного квантового числа разрешены переходы для уровней с $N = N'$. Отметим, что аналитический вид выражения (20) приведен с учетом вышеупомянутых правил отборов.

Перейдем к рассмотрению прямого межзонного поглощения света в СВЭКТ в режиме промежуточного РК. В рассматриваемом случае учет электронно-дырочного взаимодействия приводит к тому, что в спектре межзонного оптического поглощения каждая линия, соответствующая заданным значениям ν , превращается в серию близко расположенных линий, отвечающих различным значениям ν' . Коэффициент поглощения в этом режиме РК имеет вид

$$K = A \sum_{\nu, \nu'} \left| \int \Psi(r_e, r_h) \delta(r_e - r_h) dr_e dr_h \right|^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E_\nu^e - E_{\nu'}^h). \quad (22)$$

Окончательно для коэффициента поглощения K и для края поглощения получим, соответственно,

$$K = A \sum_{\substack{m, n \\ N, N'}} \left| I_{N, N'}^{m, n} \right|^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E_\nu^e - E_{\nu'}^h), \quad (23)$$

$$W_{000} = 1 + \alpha_{10}^2 \frac{d^2}{a_1^2} + \alpha_{10} \frac{\mu}{\mu_e} \frac{d^2}{a_1 c_1} + \frac{\alpha E_h}{E_g} + \frac{E_h}{E_g} \sqrt{\omega'^2 + \beta^2}. \quad (24)$$

Здесь через $I_{N, N'}^{m, n}$ обозначен интеграл, который вычисляется численным методом, а $W_{000} = \hbar\Omega_{000}/E_g$ и $d = \hbar/\sqrt{2\mu E_g}$. Разрешены переходы между уровнями с $m = -m'$ и $n = n'$.

Перейдем к рассмотрению прямого межзонного поглощения света в режиме слабого РК. Ввиду локализации экситона в сравнительно небольшой окрестности центра КТ, для коэффициента поглощения можем записать выражение

$$K = A \sum_{n, n', l, m} |\varphi(0)|^2 \left| \int \Phi_{n, n', m}(\mathbf{R}) d\mathbf{R} \right|^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E), \quad (25)$$

где E – энергия (18) в размерных величинах. Следует отметить, что $\varphi(0) \neq 0$ только для основного состояния, когда $l = m = 0$ (l – орбитальное квантовое число). В режиме слабого РК окончательно для коэффициента поглощения и для края поглощения получим

$$K = A \sum_{n_R, N_R} \left| J_{N_R}^{n_R} \right|^2 \delta(\hbar\Omega - E_g - E), \quad (26)$$

$$W_{1000} = 1 + \alpha_{10}^2 \frac{h^2}{a_1^2} + \alpha_{10} \frac{h^2}{a_1 c_1} - \frac{h^2}{a_{ex}^\mu a_{ex}^M} \quad (27)$$

Здесь через $J_{N_R}^{\mu R}$ обозначен интеграл, который вычисляется численным методом, а $W_{1000} = \hbar \Omega_{1000} / E_g$, $h = \hbar / \sqrt{2ME_g}$, $a_{ex}^\mu = \kappa \hbar^2 / \mu e^2$ и $a_{ex}^M = \kappa \hbar^2 / Me^2$. Наиболее важной особенностью этого случая является то, что сдвиг экситонного уровня с изменением полуосей СВЭКТ определяется полной массой экситона.

4. Обсуждение

Как видно из (10), энергетический спектр НЗ в СВЭКТ является эквидистантным. Полученный результат относится только к нижним уровням спектра. Численные расчеты для случая сильного РК сделаны для КТ из GaAs со следующими значениями параметров: $\mu_e = 0.067m_e$, $\mu_h = 0.12\mu_h$, $\kappa = 13.8$, $E_R = 5.275$ мэВ, $a_e = 104$ Å и $a_h = 15$ Å – эффективные боровские радиусы электрона и дырки, $E_g = 1.43$ эВ – ширина запрещенной зоны массивного полупроводника. При режиме сильного РК частота перехода между эквидистантными уровнями (для значения $n = 0$), при фиксированных значениях $a_1 = 0.5a_e$, $c_1 = 2.5a_e$ получается $\omega_{00} = 3.32 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, что соответствует инфракрасному диапазону спектра. При тех же значениях квантовых чисел, но уже при $a_1 = 0.4a_e$, $c_1 = 2a_e$ получается $\omega_{10} = 5.19 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, что в полтора раза больше. Как видно из (10), с увеличением полуосей энергия частицы убывает, при этом энергия более “чувствительна” к изменению малой полуоси, что является следствием большего вклада РК в энергию частицы в направлении оси вращения эллипсоида. Следует отметить, что с увеличением полуосей уровни энергии сближаются, однако их эквидистантность не нарушается. На рис.1 и 2 приведены зависимости порога поглощения, соответственно, от малой и большой полуосей СВЭКТ. С уменьшением полуосей порог поглощения увеличивается, что является следствием увеличения вклада РК (увеличивается “эффективная” ширина запрещенной зоны). Как видно из рисунков, изменение края поглощения проявляется сильнее в зависимости от малой полуоси СВЭКТ.

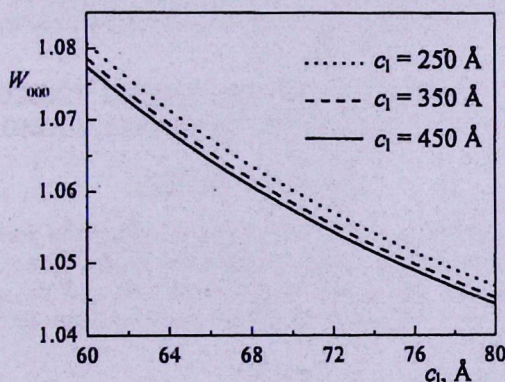


Рис.1. Зависимости порога поглощения от малой полуоси СВЭКТ при фиксированном значении большой полуоси c_1 .

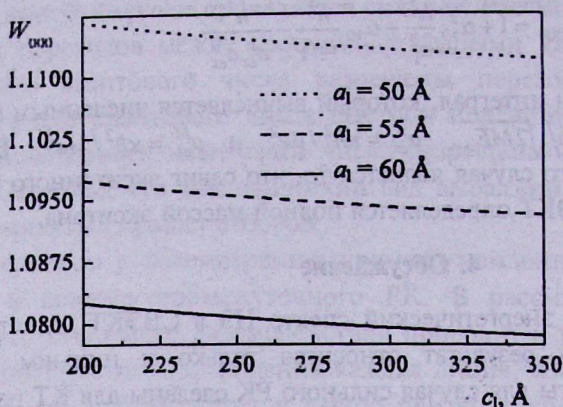


Рис.2. Зависимости порога поглощения от большой полуоси СВЭКТ при фиксированном значении малой полуоси a_1 .

В режиме промежуточного квантования учет кулоновского взаимодействия электрона и дырки проявляется через коэффициенты α и β в формулах (12)–(14). Отметим, что при предельном переходе $\alpha \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow 0$ приходим к результатам режима сильного РК.

В режиме слабого РК, когда движение частицы обусловлено кулоновским взаимодействием, а вклад РК является поправкой к нему, как видно из (18), над каждым экситонным уровнем располагаются семейства эквидистантных уровней, обусловленные РК. С увеличением значений полуосей эквидистантные уровни понижаются и межуровневые расстояния уменьшаются.

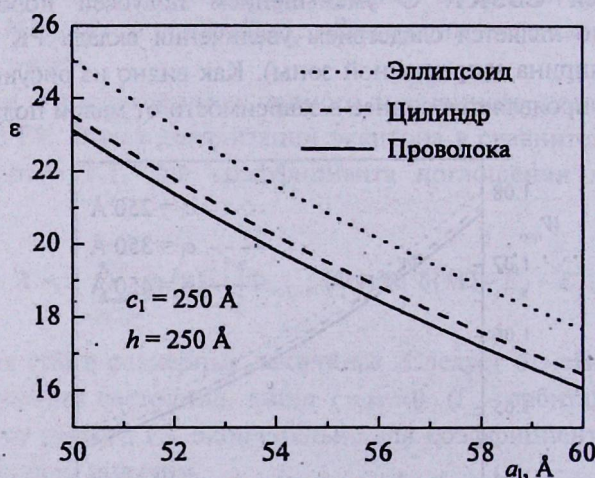


Рис.3. Зависимости основного состояния СВЭКТ, квантовой проволоки и цилиндрической КТ, соответственно, от малой полуоси, радиуса квантовой проволоки и радиуса цилиндрической КТ.

Наконец, на рис.3 приведены зависимости основных состояний электрона в СВЭКТ, в квантовой проволоке и в цилиндрической КТ из GaAs (для равных значений большой полуоси и высоты цилиндра), соответственно, от малой полуоси, радиуса квантовой проволоки и радиуса цилиндрической КТ. Как видно из рисунка, кривая энергии основного состояния электрона в СВЭКТ расположена выше, что обусловлено более сильным вкладом РК в энергию частицы по сравнению с двумя другими случаями.

В заключение автор выражает благодарность академику Э.М. Казаряну и к.ф.-м.н. К.Г. Дворяну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Harrison. Quantum wells, wires and dots. Theoretical and computational physics. John Wiley & Sons ltd, NY, 2005.
2. M.Bayer, O.Stern, P.Hawrylak, S.Fafard, A.Forchel. Nature, 405, 923 (2000).
3. Д.Б.Айрапетян, К.Г.Дворян. Изв. НАН Армении, Физика, 40, 365 (2005).
4. Д.Б.Айрапетян, К.Г.Дворян, Э.М.Казарян. Изв. НАН Армении, Физика, 42, 227 (2007).
5. M.S.Atoyan, E.M.Kazaryan, H.A.Sarkisyan. Physica E, 22, 860 (2004).
6. M.Califano, P.Harrison. J. Appl. Phys., 86, 5054 (1999).
7. C.Boze, C.K.Sarkar. Physica B, 253, 238 (1998).
8. P.Maksym, T.Chakraborty. Phys. Rev. Lett., 65, 108 (1990).
9. А.С.Гаспарян, Э.М. Казарян. Изв. НАН Армении, Физика, 32, 130 (1997).
10. В.М.Галицкий, Б.М.Карнаков, В.И.Коган. Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.
11. Ал. Л.Эфрос, А.Л.Эфрос. ФТП, 16, 772 (1982).

ԼՈՒՅՍԻ ՈՒՂԻՂ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԽԻՍՏ ԶԳՎԱԾ ԷԼԻՊՍԱՐԴԱՅԻՆ ԲԿԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Դ.Բ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Աղիարատական մոտավորության շրջանակներում ուսումնասիրված են էներգիական մակարդակները և լույսի ուղիղ միջգոտիական կլանումը խիստ ձգված էլիպսարդային բլանտային կետում: Ստացված են վերլուծական արտահայտություններ մասնիկի էներգիական սպեկտրի և կլանման սահմանային հաճախությունների համար չափային բլանտացման երեք ռեժիմներում: Դուրս են բերված ջոկման կանոնները բլանտային անցումների համար:

DIRECT INTERBAND LIGHT ABSORPTION IN A STRONGLY PROLATED ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

D.B. HAYRAPETYAN

Within the framework of adiabatic approximation the energy levels and direct interband light absorption in a strongly prolated ellipsoidal quantum dot are studied. Analytical expressions for the particle energy spectrum and for absorption threshold frequencies at three regimes of quantization are obtained. Selection rules for quantum transitions are revealed.

УДК 621.382

ОДНОВРЕМЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ РЕЗИСТИВНЫХ ПЕРЕХОДОВ ДВУХ- И ЧЕТЫРЕХ-ЗОНДОВЫМ МЕТОДАМИ В ОБРАБОТАННОМ ЛАЗЕРОМ Sr-Ru-O

А.М. ГУЛЯН¹, В.Р. НИКОГОСЯН², Д. ВАН ВЕХТЕН³, К.С. ВУД⁴

¹ Физикс Арт Франтьерс, Аштон, Мэриленд, США

² Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

³ Офис ВМФ США, Арлингтон, Вирджиния, США

⁴ Лаборатория ВМФ США, Вашингтон, округ Колумбия, США

(Поступила в редакцию 23 июля 2007 г.)

Для подтверждения ранее полученных данных о возможном существовании высокотемпературной сверхпроводимости в обработанных лазером образцах Sr-Ru-O, проведены одновременные резистивные измерения двухзондовым и четырехзондовым методами, используя образцы с полосковой геометрией обработки поверхности, в отличие от мостиковой, которая применялась в первых образцах. В одном из образцов был зарегистрирован переход сверхпроводящего типа с началом при ~250 K, что согласуется с ранее полученными результатами. Представлены также новые данные об изготовлении образцов.

1. Введение

В предыдущей работе [1] приведены экспериментальные данные, обосновывающие предположение о возникновении сверхпроводимости в обработанной лазером, легированной системе Sr-Ru-O при температурах выше 200 K, в частности, четырехзондовые резистивные переходы до состояния с $R=0$. Хотя такие наблюдения являются необходимым условием для доказательства сверхпроводимости, измерение четырехзондовым методом имеет недостаток: в образцах с размерностью больше единицы ток может, в принципе, течь по пути, вдоль которого не генерируется напряжение между вольтовыми контактами. Простой пример тому – трещина, которая может возникнуть при охлаждении (показано на рис.1) и привести к ошибочным выводам.

По этой причине измерения четырехзондовым методом могут вызывать споры. Дополнительные двухзондовые измерения¹, несмотря на недоста-

¹ Мы признательны Dr.T. Geballe и участникам его семинара в Стенфорде за предложение идеи двухзондовых измерений.

ток, обусловленный добавочным сопротивлением контактов, имеют то преимущество, что измеряют разность напряжения непосредственно вдоль пути тока. Таким образом, одновременные двух- и четырехзондовые измерения весьма желательны как дополняющие друг друга.

2. Изготовление образца

При обработке предыдущих образцов применялась так называемая Х-геометрия, которая приведена на рис.1. Новый образец для двухзондовых измерений был изготовлен в другой геометрии (обработанная лазером зона имеет вид прямоугольной полоски) из тонкой неполированной (сколотой) пластины толщиной около 100 мкм из объемного монокристалла² Sr_2RuO_4 (рис.2). Те же металлические пленки были напылены на поверхность пластины и обработаны лазером, как описано в [1]. Тщательный EDX (энергодисперсионный рентгеновский) анализ наших предыдущих образцов показал, что имеется тонкий слой Ni-Fe-Cr (нихрома) под слоем серебра³. Изготовители обработанных лазером образцов напылили этот слой, чтобы усилить адгезию пленок серебра к кристаллам.

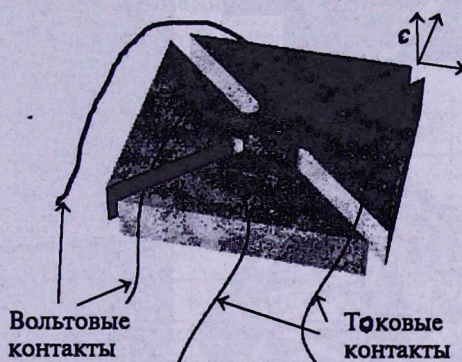


Рис.1. В образцах с Х-геометрией, исследованных в [1], трещина могла привести к результату, похожему на «сверхпроводящий переход».

Мишень для напыления нихрома имела номинальный состав Ni ~ 10%, Fe ~ 68%, Cr ~ 17% и 5% – другие примеси (весовые проценты), а номинальная толщина напыленного слоя была 40–70 нм.

В [1] было разъяснено, что начальной целью являлось не получение или исследование высокотемпературной сверхпроводимости, а выполнение отдельного прикладного проекта [2] по использованию низкотемпературной триплетной сверхпроводимости, известной в Sr-Ru-O с 1990-ых [3]. Напыление слоя нихрома предназначалось для достижения этой начальной цели.

² Мы признательны Dr.Y. Maeno (Kyoto U.) за предоставление высококачественных монокристаллов.

³ Обнаружению этого мы обязаны Dr. S.-F. Cheng (NRL).

Однако для нынешней цели – выявления высокотемпературной сверхпроводимости в полученных образцах, нихром является усложняющим фактором. Были приложены большие усилия, чтобы избежать загрязнений магнитными примесями, а присутствие нихрома изначально не было замечено. Теперь, после его обнаружения, возникает вопрос, который уже поднят относительно напыленного Ag: влияет ли нихром каким-то образом на результаты? Его присутствие несомненно влияет и на магнитные измерения, и на объяснения. Оба вопроса должны быть отложены, пока высокотемпературная сверхпроводимость не будет доказана без каких-либо сомнений.

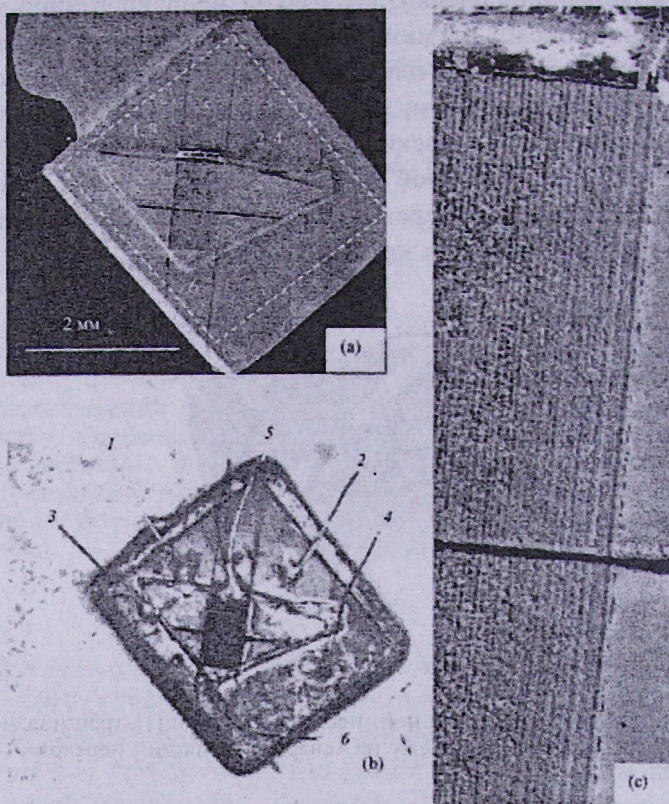


Рис.2. Образец L13C128G1 с полосчатой геометрией: микрофотография и расположение контактов для одновременных двух- и четырех-зондовых измерений: токовые (1 и 2) и контакты для измерения напряжения (3 и 4), соответственно связанные через высокопроводящую пленку серебра, служат для двухзондовых измерений, контакты (5 и 6) связаны только через образец и создают (совместно с 1 и 2) цепь для четырехзондовых измерений.

В новом образце, показанном на рис.2, обработанная лазером область имеет бороздки в вертикальном (продольном) направлении. В горизонтальном (поперечном) направлении есть канавка, глубина которой меньше толщины образца. Канавка была сделана, чтобы воссоздать все условия, которые были в первых образцах. В ранее исследованных образцах с X-геомет-

рией [1] были четыре полудиagonальные канавки, направленные к центру (см. рис.1). В данной X-геометрии они могли содействовать или быть полностью ответственны за резистивный переход, позволяя сверхтоку течь только по стенкам канавки и обнуляя выходное напряжение. Более того, лазерный факел обычно имеет максимальное влияние на стенки внутри канавки и именно там сильнее всего модифицирует свойства материала. Поскольку открытие переходов в начальных образцах было случайным, минимизация отклонений от условий, использованных при создании начальных образцов, увеличивает шанс воспроизведения их своеобразных свойств.

Дополнительные лазерные разрезы образуют четыре серебряные контактные площадки, связанные через образец (рис.2а): левую и правую треугольные площадки (обозначенные как 1, 3 и 2, 4, соответственно) и верхнюю (5) и нижнюю (6) прямоугольные площадки в центре. Области вне пунктира были механически удалены, чтобы электрическая связь всех площадок была только через образец. Контактные провода были установлены с помощью серебряной пасты, как показано на рис.2б.

3. Резистивные измерения

Для измерений мы применяли постоянный ток в 1 мА, изменяя его полярность каждые 12 секунд, чтобы исключить возможные термоэлектри-

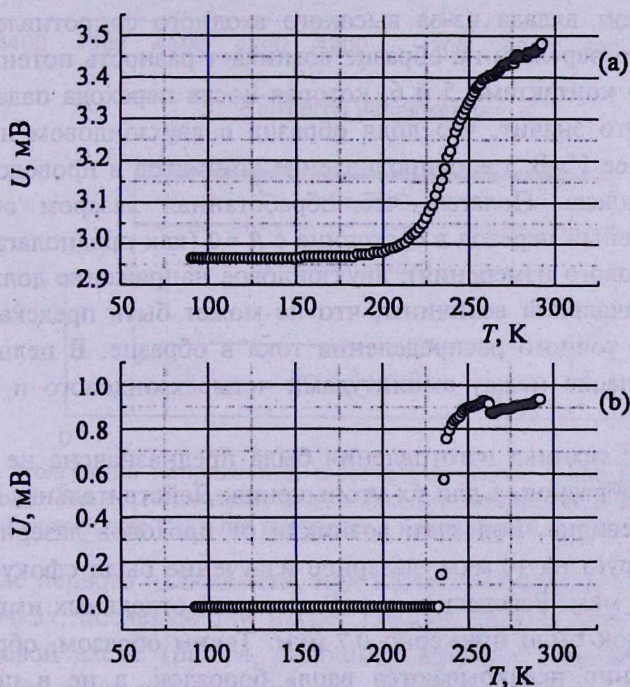


Рис.3. Переходы в двухзондовой (а) и четырехзондовой (б) конфигурации при первом охлаждении. Переходы зарегистрированы одновременно. По оси Y: напряжение между токовыми контактами 3 и 4 (а) и напряжение между контактами 5 и 6 (б).

ческие эффекты численным вычитанием отрицательной ветви выходного напряжения от положительной. Напряжение измерялось в продольной геометрии между контактами 3 и 4 на рис.2b (двухзондовое измерение с током, приложенным к площадкам 1 и 2) и в поперечной геометрии между контактами 5 и 6 (четырёхзондовое измерение с током, приложенным к контактам 1 и 2). Очень важно, что измерения производились одновременно, то есть с использованием различных цепей во время одного теплового цикла. Результаты показаны на рис.3.

4. Обсуждение

Рассмотрим более подробно полученные экспериментальные данные и убедимся, что переход в двухзондовой схеме не относится к контактам. Во-первых, заметим, что *резистивные переходы в обеих схемах начинаются одновременно* (и, следовательно, при той же температуре), так что очень вероятно, что переходы вызваны одним и тем же механизмом. Затем, как следует из рис.3а, выше перехода значение напряжения между токовыми контактами в двухзондовой схеме было порядка 3,5 мВ. Это значение обусловлено образцом, контактами между образцом и проводами и самими проводами. На переходе оно уменьшается на 0,5 мВ. В противоположность этому, напряжение при четырёхзондовом измерении (рис.3b) обусловлено только распределением электрического потенциала в образце. (В этом случае контакты не вносят вклада из-за высокого входного сопротивления нановольтметра.) Выше перехода на образце возникает разность потенциалов порядка 1 мВ между контактами 5 и 6, которая после перехода падает практически до нуля. Это значит, что доля образца в двухзондовом напряжении составляет не менее 1 мВ, т.е. сопротивление контактов и проводов не имеет существенного вклада. Полагая, что обработанная лазером область испытывает резистивный переход в состояние с $R = 0$ (как предполагают результаты четырёхзондового измерения), двухзондовое напряжение должно падать на долю своей начальной величины, что не может быть предсказано более точно без знания точного распределения тока в образце. В целом есть количественное согласие между амплитудами четырёхзондового и двухзондового переходов.

Повторяем, техника изготовления была предназначена не для создания однородных образцов, а для их утоньшения. Действительно, неоднородность образца очевидна. Бороздки возникли от проходов лазерного луча и отстоят друг от друга на 10 мкм, лазерное излучение было сфокусировано в пятно размером 3 мкм. Расстояние между пятнами отдельных импульсов лазера вдоль бороздок было примерно 0,7 мкм. Таким образом, обработанные области существенно перекрываются вдоль бороздок, а не в перпендикулярном к ним направлении. Это предполагает, что более непрерывные сверхпроводящие линии образуются вдоль бороздок. Заметим, что направление между площадками 3 и 4 перпендикулярно к созданным лазером борозд-

кам (рис.2с), в то время как между площадками 5 и 6 направление в основном вдоль бороздок.

Что происходит при низких температурах после очевидного обнуления напряжения при четырехзондовом измерении? Как показывает рис.4, амплитуда напряжения при четырехзондовом измерении падает в 300 раз, но не до уровня шума: некоторые колебания тока все еще наблюдаются. Это происходит потому, что контакты для измерения напряжения не были помещены прямо на обработанный участок, а на небольшом расстоянии от него, в частности, контакт 6 (см. рис.2). Таким образом, как видно из рис.4с, после перехода вольтметр должен все еще чувствовать маленькое падение напряжения вдоль необработанной области между контактами и обработанным участком, как это и происходит (рис.4б).

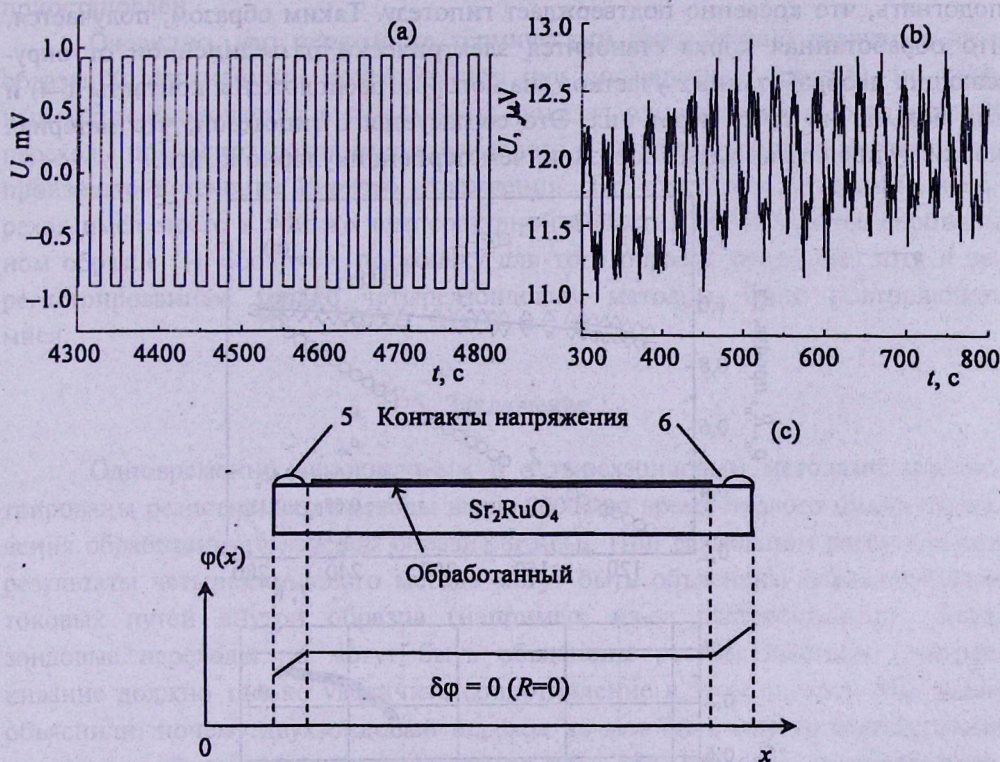


Рис.4. Колебания напряжения, зарегистрированные выше (а) и ниже (б) перехода. Рис.4с показывает расположение контактов и распределение $\phi(x)$, объясняющее наличие ненулевого напряжения.

После первого охлаждения, при котором переходы были явно видны в обеих цепочках, последующий нагрев показал сильно отличающийся наклон в двухзондовой схеме (рис.5а, сплошная кривая). При дальнейшем термодиклировании кривая $R(T)$ сместилась вверх на 0,2 Ома. Такое смещение в сопротивлении может быть связано с появлением в цепи двухзондового измерения дополнительного, не зависящего от температуры, сопротивления, например, изменением сопротивления контактов из серебряной пасты. Ги-

потеза о том, что эти последние кривые являются результатом тока, проходящего почти целиком через основной кристалл, лежащий внизу, а не через обработанную лазером корку, проверена следующим образом (рис.5а). Значения ρ_{ab} и ρ_c (удельные сопротивления кристалла в направлениях, перпендикулярных оси c кристалла и вдоль нее) у Sr_2RuO_4 имеют сильно отличающиеся температурные наклоны [4] и отличаются при комнатной температуре в 140 раз. Мы их сперва нормализовали по их значению при наивысшей температуре $T=280\text{ K}$ (рис.5а, кривые 1,2). Затем таким же образом нормализованные данные двухзондового сопротивления были подогнаны как линейная весовая сумма от ρ_{ab}^n и ρ_c^n , предполагая температурную независимость геометрических факторов и токовых путей (рис.5а, кривые 3,4). Как видно из рисунка, применением такой процедуры данные удается хорошо подогнать, что косвенно подтверждает гипотезу. Таким образом, получается, что обработанная корка становится электрически разъединенной от окружающих необработанных участков (на которых расположены контакты 1–4) и ток больше не течет через них. Это согласуется с гипотезой, что материал корки лучше связан вдоль бороздок, чем перпендикулярно к ним.

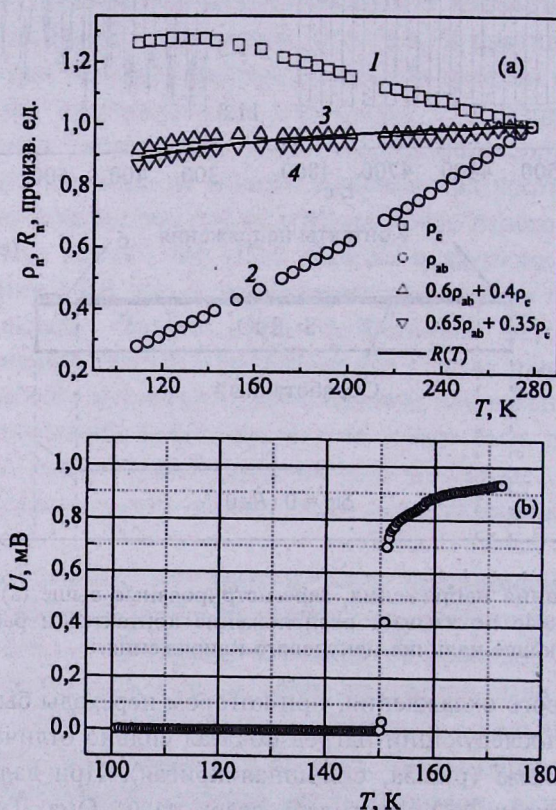


Рис.5. а) Представление нормализованного значения $R(T)/R(280\text{ K})$ образца L13C128G1 при втором охлаждении в виде весовой суммы нормализованных значений $\rho_c(T)/\rho_c(280\text{ K})$ и $\rho_{ab}(T)/\rho_{ab}(280\text{ K})$. б) Напряжение между контактами 5 и 6 при первом нагреве.

Таким образом, не удивительно, что в направлении вдоль бороздок (контактные площадки 5 и 6) падение напряжения все еще зашунтировано возможными линиями сверхпроводящего тока (рис.5b), в то время как в перпендикулярном направлении сверхток не течет. Похоже, что растрескивание, которое вызывает рассоединение двухзондовой схемы, также уменьшает критический ток вдоль бороздок. Это должно объяснить видимое уменьшение T_c до 150 K в данных четырехзондового метода (по этой причине регистрация была остановлена при 170 K). Следующий цикл (второе охлаждение) производился спустя несколько дней. При возобновлении записей у нас была возможность проследить только один резистивный канал (мы выбрали двухзондовый, рис.5а, сплошная линия). Последующие циклы показали дальнейшее увеличение сопротивления, так что эксперимент был приостановлен.

Очевидно, что первый же термический цикл сильно разрушил этот образец (с дальнейшим повреждением при последующих циклах), но главный успех заключается в том, что он показал одновременные резистивные переходы при использовании двухзондового и четырехзондового методов, что произошло в течение первого охлаждения. Тот факт, что резистивный переход имел место в той же температурной области, как и в ранее сообщенном образце [1], ободряет, поскольку для того образца переходы, хотя и зарегистрированные только четырехзондовым методом, были повторяющимися.

5. Заключение

Одновременно двухзондовым и четырехзондовым методами зарегистрированы резистивные переходы выше 200 K во время первого цикла охлаждения обработанного лазером образца Sr_2RuO_4 . При отдельном рассмотрении результаты четырехзондового метода могут быть объяснены переключением токовых путей внутри образца (например, из-за растрескивания). Двухзондовые переходы не могут быть объяснены растрескиванием (растрескивание должно только увеличить сопротивление в этом случае). Мы также объяснили, почему двухзондовый переход не мог быть вызван контактными явлениями. Физическое происхождение всех наблюдаемых сигналов представляет существенный интерес для изучения высокотемпературной сверхпроводимости.

Данная работа поддержана частично грантами ONR N0001403WX20850, ONR RORO и NATO Sfr 974082. Мы также выражаем глубокую благодарность многим нашим коллегам за их помощь, поддержку и интерес к данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M.Gulian, K.S.Wood, D.Van Vechten, J.Claassen, R.J.Soulen, Jr., S.Qadri, M.Osofsky, A.Lucarelli, G.Luepke, G.R.Badalyan, V.S.Kuzanyan, A.S.Kuzanyan, V.R.Nikoghosyan. <http://lanl.gov/cond-mat/0509313>.
2. A.M.Gulian, K.S.Wood. J. Opt. B, 5, S619 (2003).
3. Y.Maeno, H.Hashimoto, K.Yoshida, S.Nishizaki, T.Fujita, J.G.Bednorz, F.Lichtenberg. Nature (London), 372, 532 (1994).
4. A.P.Mackenzie, Y.Maeno. Rev. Mod. Phys., 75, 657 (2003).

ԼԱԶԵՐՈՎ ՄՇԱԿՎԱԾ Sr-Ru-O-ՈՒՄ ՌԵԶԻՍՏԻՎ ԱՆՑՄԱՆ ՄԻԱԺԱՍՏԱՆԱԿ ԳՐԱՆՑՈՒՄ ԵՐԿ- ԵՎ ԶԱՌԱՀՊԱԿԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐՈՎ

Ա.Մ. ԳՈՒԼԻԱՆ, Վ.Ռ. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Դ. ՎԱՆ ՎԵՇԽԵՆ, Կ.Ս. ՎՈՒԴ

Լազերով մշակված Sr-Ru-O մնույներում բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդականության հնարավորության վերաբերյալ մախկինում ստացված տվյալները հաստատելու նպատակով իրագործվել են դիմադրության միաժամանակյա չափումներ երկհալակային և քառահալակային մեթոդներով, օգտագործելով մնույների մակերևույթի մշակման շերտավոր ձևը, ի տարբերություն ստացին մնույներում կիրառված կամրջակային ձևից: Նմույներից մեկում գրանցվել է մոտ 250 Կ-ում սկսվող գերհաղորդականությանը մամն անցում, որը համընկնում է մախող մնույների վրա ստացված տվյալների հետ: Ներկայացված են մաև մոր տվյալներ մնույների պատրաստման մասին:

SIMULTANEOUS RECORDING OF TWO- AND FOUR-PROBE RESISTIVE TRANSITIONS IN LASER-PROCESSED Sr-Ru-O

A.M. GULIAN, V.R. NIKOGHOSYAN, D. VAN VECHTEN, K.S. WOOD

To confirm previously reported evidence of high-temperature superconductivity in laser processed Sr-Ru-O, we performed simultaneous two-probe and four-probe resistive measurements, using bar-geometry samples. A superconducting-type transition with an onset at about 250K was recorded in one of the samples, consistent with our previously reported measurements in the X-bridge geometry. Some new data on samples preparation are also presented.

УДК 621.372

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ СРЕД КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ В РЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ

Э.А. БЕГЛОЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна

(Поступила в редакцию 12 апреля 2007 г.)

Исследованы электродинамические свойства слоистых сред конечной толщины, состоящих из последовательности диэлектрических пластин, разделенных друг от друга воздушными прослойками. Методом характеристических матриц рассчитаны коэффициенты прохождения и отражения волны через такую среду. Показано, что стопка пластин в волноводе обладает чередующимися полосами прозрачности и непрозрачности. Исследован эффект, при котором волна, возбужденная в стопке пластин в определенной частотной области, не может выйти за пределы стопки.

Рассмотрим регулярный цилиндрический волновод произвольного поперечного сечения, заполненный конечной последовательностью диэлектрических пластин толщиной d ($\epsilon \neq 1$) и расстоянием a ($\epsilon=1$) между ними. Начало координат находится на первой границе стопки, а ось oz направлена параллельно оси волновода. На стопку пластин в направлении оси oz падает волна с частотой ω .

Найдем коэффициенты отражения и прохождения волны. Задачу будем решать методом характеристических матриц [1,2]. В дальнейшем будем рассматривать лишь ТМ-волны, для ТЕ-волн результаты будут иметь аналогичный вид. Соответственно, в качестве потенциалов используем E_z -составляющие полей.

Решение однородного волнового уравнения в любом m -ом отсеке стопки ищем в виде волн, расходящихся от границ раздела диэлектрических сред:

$$\begin{aligned} E_{z,\omega,I}^{(m)} &= \sum_n (A_n^{+(m)} e^{-\Gamma_n z} + A_n^{-(m)} e^{\Gamma_n z}) \Psi_n(x, y), \\ E_{z,\omega,II}^{(m)} &= \sum_n (B_n^{+(m)} e^{-\Gamma_n z} + B_n^{-(m)} e^{\Gamma_n z}) \Psi_n(x, y), \\ E_{z,\omega,III}^{(m)} &= \sum_n (C_n^{+(m)} e^{-\Gamma_n z} + C_n^{-(m)} e^{\Gamma_n z}) \Psi_n(x, y), \end{aligned} \quad (1)$$

где $E_{z,\omega,I}^{(m)}$ – поле волны в воздушной прослойке, расположенной до m -ой диэлектрической пластины, $E_{z,\omega,II}^{(m)}$ – поле волны в m -ой диэлектрической пластине, $E_{z,\omega,III}^{(m)}$ – поле волны в воздушной прослойке расположенной после

m -ой диэлектрической пластины, смысл коэффициентов $A_n^{z(m)}$, $B_n^{z(m)}$, $C_n^{z(m)}$ понятен из рис.1, $\Psi_n(x, y)$ – собственные функции поперечного сечения волновода, n – индекс моды волноводной волны, $\gamma_n = \sqrt{\omega^2 \epsilon / c^2 - \lambda_n^2}$, $\Gamma_n = \sqrt{\omega^2 / c^2 - \lambda_n^2}$ – постоянные распространения волны в диэлектрической пластине и в воздушной прослойке, соответственно, λ_n – собственные значения первой краевой задачи для поперечного сечения волновода, индекс 1 соответствует плоскости $z_1 = mL$, индекс 2 – $z_2 = mL + d$, индекс 3 – $z_3 = (m+1)L$.

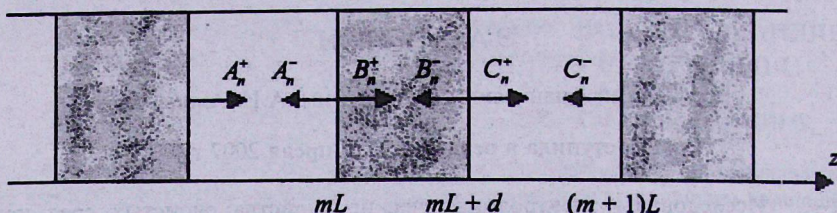


Рис.1. Геометрия сечения волновода, $L = d + a$.

Из граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих полей на плоскостях 1,2,3 получим:

$$T_1 = M_1 T_2, \quad (2)$$

где

$$T_1 = \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma_n z_1} & e^{i\Gamma_n z_1} \\ -\epsilon \Gamma_n e^{-i\Gamma_n z_1} & \epsilon \Gamma_n e^{i\Gamma_n z_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_n^{+(m)} \\ C_n^{-(m)} \end{pmatrix}, \quad T_2 = \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma_n z_1} & e^{i\Gamma_n z_1} \\ -\epsilon \Gamma_n e^{-i\Gamma_n z_1} & \epsilon \Gamma_n e^{i\Gamma_n z_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n^{+(m)} \\ A_n^{-(m)} \end{pmatrix},$$

$$M_1 = \begin{pmatrix} \cos(\gamma_n d) & i\gamma_n^{-1} \sin(\gamma_n d) \\ i\gamma_n \sin(\gamma_n d) & \cos(\gamma_n d) \end{pmatrix}.$$

Унимодулярная матрица M_1 является характеристической матрицей [1] диэлектрической пластины и позволяет получить однозначную связь между значениями полей на границах диэлектрической пластины.

Аналогично

$$T_2 = M_2 T_3, \quad (3)$$

где

$$M_2 = \begin{pmatrix} \cos(\Gamma_n a) & i(\epsilon \Gamma_n)^{-1} \sin(\Gamma_n a) \\ i\epsilon \Gamma_n \sin(\Gamma_n a) & \cos(\Gamma_n a) \end{pmatrix}.$$

Для полей на границах произвольного m -ого отсека из (1) и (2) получим:

$$T_3 = M T_1, \quad (4)$$

где $M = M_1 M_2$ – характеристическая матрица одного периода слоистой среды.

Значения полей на первой и последней границах слоистой среды, состоящей из N периодов, связаны соотношением

$$T_N = M^N T_1, \quad (5)$$

где

$$M^N = \begin{pmatrix} M_{11}U_{N-1}(\xi_n) - U_{N-2}(\xi_n) & M_{12}U_{N-1}(\xi_n) \\ M_{21}U_{N-1}(\xi_n) & M_{22}U_{N-1}(\xi_n) - U_{N-2}(\xi_n) \end{pmatrix},$$

$U_{N-1}(\xi_n) = \sin(N(\arccos(\xi_n)))/\sqrt{1-\xi_n^2}$ – полиномы Чебышева второго рода, N – число периодов в стопке,

$$\xi_n = \cos(\gamma_n d) \cos(\Gamma_n a) - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_n}{\varepsilon \Gamma_n} - \frac{\varepsilon \Gamma_n}{\gamma_n} \right) \sin(\gamma_n d) \sin(\Gamma_n a). \quad (6)$$

Если $\xi_n = \cos(k_{zn}L)$, то (6) совпадает с известным дисперсионным уравнением для бесконечной слоистой среды в волноводе [3].

Полученные выражения позволяют вычислить коэффициенты отражения и прохождения волны от стопки пластин. Предварительно отметим, что из унимодулярности характеристической матрицы стопки пластин M^N получается следующее рекуррентное соотношение для полиномов Чебышева второго рода:

$$U_N^2(\xi_n) + U_{N-1}^2(\xi_n) - 2\xi_n U_N(\xi_n) U_{N-1}(\xi_n) = 1.$$

С учетом этого соотношения, из (5) для коэффициентов прохождения t_n и отражения r_n n -ой моды волны через стопку пластин получим:

$$t_n = \frac{1}{1 + 4^{-1} Q_{n,N}}; \quad r_n = \frac{1}{1 + 4(Q_{n,N})^{-1}}, \quad (7)$$

$$\text{где } Q_{n,N} = \left(\frac{\gamma_n}{\varepsilon \Gamma_n} - \frac{\varepsilon \Gamma_n}{\gamma_n} \right) \sin^2(\gamma_n d) U_{N-1}^2(\xi_n).$$

При $N=1$ (7) совпадают с выражениями для коэффициентов отражения и прохождения волны через одиночную пластину в волноводе, если же в выражениях (7) подставить $a=0$, то они переходят в выражения для коэффициентов отражения и прохождения волны через одиночную пластину толщины Nd . Как следует из полученных выражений (7), стопка пластин является прозрачной для частот, удовлетворяющих условиям

$$\gamma_n d = \pi s, \quad s = \pm 1, \pm 2, \dots; \quad U_{N-1}^2(\xi_n) = 0; \quad \gamma_n = \varepsilon \Gamma_n. \quad (8)$$

Первые два условия хорошо известны из теории четырехполюсников. Что касается третьего условия, то оно для волновода [4] аналогично условию падения волны на границу раздела двух сред под углом Брюстера в безграничном пространстве.

В зависимости от параметров d, a, ε аргумент полинома Чебышева ξ_n в некоторых частотных областях может стать по модулю больше единицы, тогда $\arccos \xi_n$ является мнимой величиной (рис.2), и для этих областей пропус-

кающая способность стопки пластин для достаточно больших N стремится к нулю (рис.3).

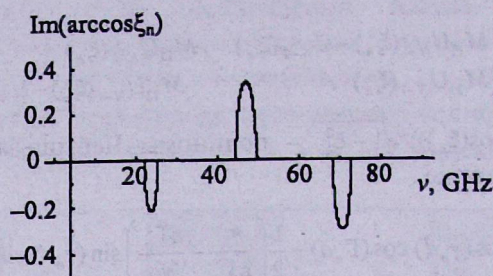


Рис.2. Зависимость мнимой части $\arccos \xi_n$ от частоты в случае круглого волновода радиуса $R = 3$ см, при следующих параметрах задачи: $d = 0.1$ см, $a = 0.5$ см, $m = 50$, $\nu = \omega/2\pi$, $n = 1$.

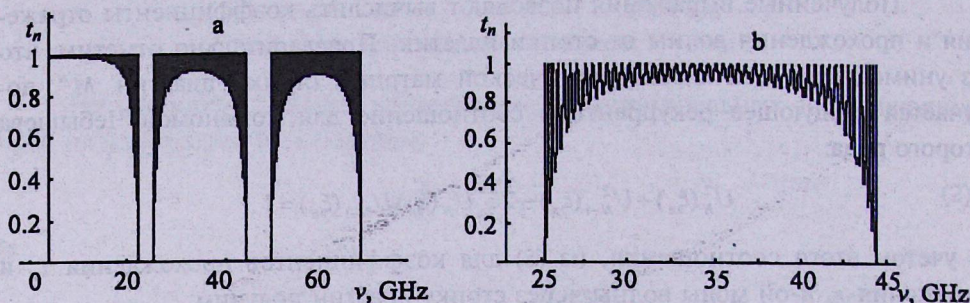


Рис.3. Зависимость коэффициента пропускания стопки из $N = 50$ диэлектрических пластин от частоты, $n = 1$.

Таким образом, аргумент полинома Чебышева (рис.2) в достаточно широких частотных полосах становится чисто мнимой величиной и для этих областей стопка пластин становится непрозрачной.

На рис.3а приведена частотная зависимость коэффициента прохождения волны через стопку из 50 диэлектрических пластин для следующих параметров задачи: $R = 3$ см, $d = 0.1$ см, $a = 0.5$ см, $\epsilon = 2$. Как следует из приведенного графика, зависимость коэффициента прохождения волны от частоты имеет вид чередующихся полос прозрачности и непрозрачности. Ширина и местоположение этих полос в частотном спектре зависит от значений d, a, ϵ .

На рис.3в приведен коэффициент прохождения волны в полосе прозрачности $\Delta\nu = 25 - 48$ ГГц. Высокочастотные осцилляции, представленные на графике, связаны с поведением функции Чебышева в этой частотной области, которая приводит к модуляции коэффициента прохождения, причем число модуляций определяется числом N периодов в стопке.

Отметим, что одна и та же частота для одних значений параметров задачи может попадать в полосу прозрачности стопки пластин, при других значениях — в полосу непрозрачности. Это утверждение проиллюстрировано на рис.4, где приведена зависимость коэффициента прохождения волны с частотой $\nu = 10$ ГГц от толщины воздушной прослойки a .

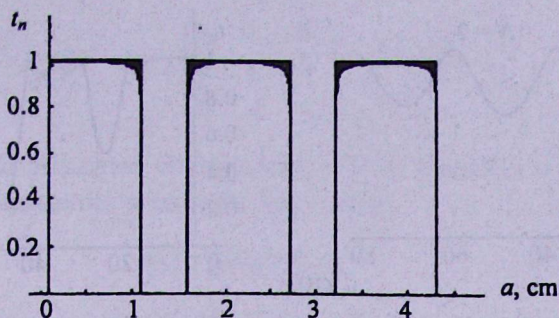


Рис.4. Зависимость коэффициента прохождения волны от толщины воздушных прослоек. $d = 0.1$ см, $\nu = 10$ ГГц, $m = 50$, $\epsilon = 2$, $R = 3$ см.

Указанные свойства слоистых сред можно использовать для создания частотных фильтров с заданной шириной полосы пропускания.

Остановимся на одном эффекте, связанном с наличием полос непрозрачности у стопки диэлектрических пластин. Предположим, что при помощи зонда в m -ой диэлектрической пластине стопки сгенерирована волна с частотой ω . Если эта частота лежит в области

$$c\lambda_n < \omega < c\lambda_n/\sqrt{\epsilon}, \quad (9)$$

где $c\lambda_n$ – критическая частота пустого волновода, $c\lambda_n/\sqrt{\epsilon}$ – критическая частота волновода, заполненного диэлектриком с проницаемостью ϵ , то волна с такой частотой не может выйти за пределы диэлектрических пластин [5]. Все остальные волны с частотами, лежащими вне области, определяемой условием (9), выйдут за пределы диэлектрической пластины.

Если же частота ω попадает в полосу непрозрачности стопки, то эта волна будет полностью отражена, пройдя несколько соседних отсеков, отстоящих от m -ого отсека как вправо, так и влево. Таким образом, сгенерированная волна будет “заперта” в окрестности m -ого отсека. Оценим ширину полосы частот, в которой “заперта” эта волна. На рис.5 приведены зависимости коэффициентов прохождения волны для стопок, состоящих из 2, 4, 6 и 8 диэлектрических пластин. Как следует из приведенных графиков, стопка, состоящая из 6-8 пластин, уже обладает сформировавшимися полосами прозрачности и непрозрачности. Это и будет являться областью, в которой “запирается” волна. Время существования “запертого” излучения определяется временем его поглощения стенками волновода и затуханием в диэлектрических пластинах.

В заключение рассмотрим случай мелкослоистой среды $\gamma_n d \ll 1$, $\Gamma_n a \ll 1$. Если разложить ξ_n в ряд по малому параметру, то с точностью до квадратичного члена получим:

$$\xi_n = 1 + \delta_n, \quad (10)$$

$$\text{где } \delta_n = 2^{-1} \left((\gamma_n d)^2 + (\Gamma_n a)^2 - (\gamma_n d)(\Gamma_n a) \left(\frac{\gamma_n}{\epsilon \Gamma_n} + \frac{\epsilon \Gamma_n}{\gamma_n} \right) \right).$$

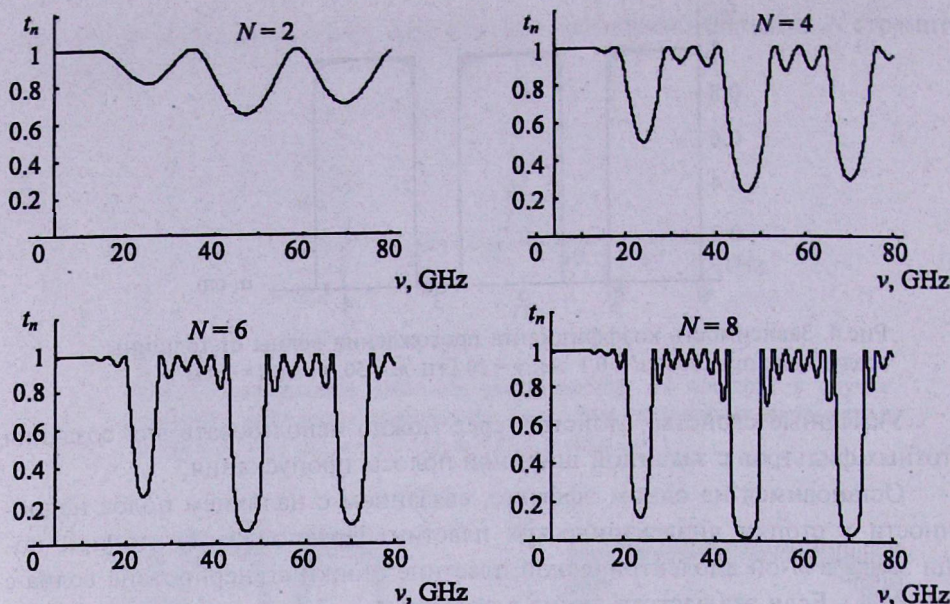


Рис.5. Зависимость коэффициента прохождения волны от частоты падающей при разном числе N пластин в стопке. Первый график соответствует случаю $N=2$, второй – $N=4$, третий – $N=6$, четвертый – $N=8$.

Если введем обозначения

$$\varepsilon_z = \frac{\varepsilon L}{\varepsilon a + d}, \quad \varepsilon_r = \frac{a + \varepsilon d}{L}, \quad \hat{\gamma}_n = \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_z} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r - \lambda_n^2 \right)}, \quad D = Nd,$$

то характеристическую матрицу стопки можно записать следующим образом:

$$\hat{a}(\gamma_n) = \begin{pmatrix} \cos(\hat{\gamma}_n D) & i\hat{\gamma}_n^{-1} \sin(\hat{\gamma}_n D) \\ i\hat{\gamma}_n \sin(\hat{\gamma}_n D) & \cos(\hat{\gamma}_n D) \end{pmatrix} - \frac{\sin(\hat{\gamma}_n D)}{\hat{\gamma}_n L} \begin{pmatrix} M_{11} - 1 & 0 \\ 0 & M_{22} - 1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Первый член в (11) совпадает с характеристической матрицей одной пластины, если под $\hat{\gamma}_n$ понимать постоянную распространения волны в этой пластине, а под D – толщину пластины. Выясним условия, при которых можно пренебречь вторым членом в (11). Для этого сравним коэффициенты отражения и прохождения для стопки из N периодов с соответствующими выражениями одиночной пластины [5]. При условии

$$\left(\sqrt{\frac{\gamma_n}{\varepsilon \Gamma_n}} + \sqrt{\frac{\varepsilon \Gamma_n}{\gamma_n}} \right) \gamma_n d \ll 1 \quad (12)$$

эти выражения совпадают с точностью до квадратичного члена и вторым членом в (11) можно пренебречь. С такой же точностью мелкослоистую среду конечной длины можно рассматривать как одну анизотропную пластину толщины D , имеющую диэлектрическую проницаемость

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}.$$

В заключение выражаю благодарность Э.Д. Газазяну и Э.М. Лазиеву за плодотворные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. М., Наука, 1973.
2. Э.А.Беглоян, Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев. Радиотехника и электроника, 21, 164 (1976).
3. Я.Б.Файнберг, Н.А.Хижняк. ЖЭТФ, 32, 883 (1957).
4. Х.С.Арутюнян, Э.А.Беглоян, Э.М.Лазиев, Г.Г.Оксузян. Условие Брюстера в волноводе. Научное сообщение ЕФИ-286(11)-78.
5. К.А.Барсуков. ЖЭТФ, 36, 1106 (1957).

ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՄԲ ԾԵՐՏԱՎՈՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՄԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՍԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ ԱԼԻԶԱՏԱՐՈՒՄ

Է.Ա. ԲԵԴԼՈՅԱՆ

Հետազոտված են կանոնավոր ալիքատարում տեղադրված և միմյանցից օդային շերտով բաժանված դիէլեկտրական քիթեղներից բաղկացած վերջավոր հաստություն ունեցող շերտավոր միջավայրի էլեկտրադինամիկ հատկությունները: Բնութագրական մատրիցների մեթոդով հաշվված են ալիքափսի միջավայրում ալիքի անցման և անդրադարձման գործակիցները: Ցույց է տրված, որ ալիքատարում դիտարկվող շերտավոր միջավայրը առաջացնում է իրար հաջորդող թափանցելի և անթափանց շերտեր: Ցույց է տրված, որ որոշակի հաճախային տիրույթում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքը "փակվում" է շերտավոր միջավայրում և չի դուրս գալիս նրա սահմաններից:

ELECTRODYNAMIC PROPERTIES OF FINITE-LENGTH LAYERED MEDIA IN A REGULAR WAVEGUIDE

E.A. BEGHLOYAN

The electrodynamic properties of a waveguide filled with a finite-length layered medium in the form of plates, which are separated one from another by the air layer, are studied. The transmission and reflection coefficients are calculated by the response matrix method. The dependence of these coefficients on the initial wave frequency is investigated.

УДК 541.64

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ПОЛИПЕПТИДНОЙ ЦЕПИ С ДВУМЯ МАСШТАБАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ш.А. ТОНОЯН, Т.Ю. БУРЯКИНА, А.В. ЦАРУКЯН,
Е.Ш. МАМАСАХЛИСОВ, В.Ф. МОРОЗОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 мая 2007 г.)

На основании введенной нами ранее обобщенной модели полипептидной цепи (ОМПЦ), которая описывает переход спираль-клубок как в полипептидах, так и в полинуклеотидах, предложена модель с гамильтонианом, который состоит из двух гамильтонианов ОМПЦ с различными масштабами взаимодействия. В рамках трансфер-матричного подхода вычислены степень спиральности и корреляционная длина. Показано, что модель с двумя масштабами взаимодействия можно свести к одномасштабной модели с переопределенным параметром замыкания водородной связи.

1. Введение

Широко известно, что спиральная структура ДНК обусловлена наличием двух типов взаимодействий, накладывающих ограничения на конформационные состояния ближайших соседствующих повторяющихся единиц. Первым взаимодействием является водородное связывание комплементарных пар оснований двух антипараллельных цепей, расположенных друг против друга. Второе взаимодействие, известное как стекинг, определяется гидрофобным притяжением между ближайшими соседствующими плоскими гетероциклическими азотистыми основаниями, что приводит к их параллельной упаковке наподобие стопки монет. Водородное связывание накладывает ограничение на конформационные состояния повторяющихся единиц на некотором конечном масштабе, большем, чем ближайшие соседи, в то время как стекинг взаимодействует на масштабе ближайших соседей.

Каждое из взаимодействий по отдельности приводит к кооперативности перехода спираль-клубок. Для исследования совместного влияния этих двух взаимодействий нужна теория, учитывающая различие в масштабах взаимодействий.

Исследование совместного сосуществования взаимодействий различных масштабов имеет еще и следующее приложение. Так, биополимеры *in vivo* компактизованы в структуры различной природы. Например, ДНК в бактериофагах и вирусах упакована в капсид, размеры которого сравнимы с

длиной жесткости ДНК.

Известно также, что природные белки находятся в глобулярном состоянии, возникающем из-за отталкивания между гидрофобными повторяющимися единицами и водой. Это отталкивание принято моделировать как отталкивание от стенок сферической полости. Таким образом, представляет большой интерес учет влияния на переход спираль-клубок полости, которая связана с взаимодействием масштаба, отличного от масштаба, приводящего к спиральному состоянию.

Ранее [1] нами было исследовано совместное влияние на переход спираль-клубок в ДНК водородного связывания и стекинга как взаимодействия ближайших соседей и взаимодействия на порядок большего масштаба.

В данной статье исследуется обобщенная модель полипептидной цепи (ОМПЦ) с двумя масштабами взаимодействия. На основе этой модели с единых позиций и в обобщенном виде можно будет исследовать стабильность и кооперативность ДНК под влиянием стекинга и других мелкомасштабных взаимодействий, а также крупномасштабных взаимодействий, таких, как водородное связывание или ограничение на предельную длину регулярной спиральной последовательности.

2. Базовая модель (ОМПЦ)

Ранее [1-7] нами была предложена микроскопическая теория перехода спираль-клубок, приемлемая как для полипептидов, так и для ДНК. Поскольку дальнейшие исследования будут проводиться на ее основе, приведем ее основные положения, как базовой модели.

Гамильтониан ОМПЦ имеет вид

$$-\beta H = J \sum_{i=1}^N \delta(\gamma_{i-\Delta+1}, 1) \delta(\gamma_{i-\Delta+2}, 1) \dots \delta(\gamma_{i-1}, 1) \delta(\gamma_i, 1) = J \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta)}, \quad (1)$$

где $\beta = T^{-1}$, N – число повторяющихся единиц, $J = U/T$ – энергия водородной связи, приведенная к температуре, $\delta(\gamma_i, 1)$ – символ Кронекера, γ_i – переменная, описывающая конформацию одной повторяющейся единицы и принимающая значения от 1 до Q . (Q – число конформаций одной повторяющейся единицы: $\gamma_i = 1$ означает, что повторяющаяся единица находится в спиральном состоянии, остальные $(Q-1)$ конформаций соответствуют клубкообразному состоянию.) Произведение символов Кронекера $\delta_i^{(\Delta)} = \prod_{k=\Delta-1}^0 \delta(\gamma_{i-k}, 1)$ обеспечивает выделение энергии J только в том случае, когда Δ подряд соседних повторяющихся единиц находятся в спиральной конформации, обозначенной нами номером 1. Трансфер-матрица ОМПЦ для конкретных значений Δ и Q на базе гамильтониана (1) имеет вид матрицы $(\Delta \times \Delta)$, где все элементы первой строки равны $V = e^J - 1$; все элементы первой нижней псевдодиагонали равны 1; элемент (Δ, Δ) равен Q ; все остальные элементы равны нулю:

$$G(\Delta \times \Delta) = \begin{pmatrix} V & V & \dots & V & V & V \\ 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & Q \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Было показано [2], что трансфер-матрица модели может быть также представлена в виде

$$G(\Delta \times \Delta) = \begin{pmatrix} V+1 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & Q-1 \\ 1 & 1 & 1 & \dots & 1 & 1 & Q-1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь элемент (1,1) равен $e^J = V+1$, все элементы последней строки равны 1; элементы первой верхней псевдодиагонали равны 1; элементы $(\Delta-1, \Delta)$ и (Δ, Δ) равны $Q-1$; все остальные элементы равны нулю.

Статистическая сумма в термодинамическом пределе для обеих трансфер-матриц модели имеет вид

$$Z = \text{Tr} G^N = \text{Tr} A \Lambda^N B = \sum_{k=1}^{\Delta} \lambda_k^N, \quad (4)$$

где использованы левые A и правые B собственные векторы трансфер-матрицы G , а λ_k — собственные значения матрицы G , которые определяются характеристическим уравнением

$$\lambda^{\Delta-1}(\lambda - (V+1))(\lambda - Q) = V(Q-1). \quad (5)$$

Учитывая теорему Фробениуса — Перрона [8], в термодинамическом пределе

$$Z = \lambda_1^N,$$

где λ_1 — главное собственное число матрицы G .

На основе трансфер-матричного представления ОМПЦ были вычислены усредненные величины теории, которые могут быть либо измерены экспериментально, либо помогают осмыслению деталей процесса перехода спираль — клубок [1-7].

Степень спиральности

Под степенью спиральности мы, как и другие авторы [9,10], будем понимать среднюю долю повторяющихся единиц, находящихся в спиральном состоянии или, другими словами, среднюю долю повторяющихся единиц,

связанных водородными связями. Для определения степени спиральности запишем статистическую сумму в виде

$$Z = \sum_{\{y_i\}} \exp \left[J \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta)} \right]. \quad (6)$$

Непосредственным вычислением легко убедиться, что степень спиральности определяется следующим соотношением:

$$\theta = \langle \delta_i^{(\Delta)} \rangle = \frac{1}{N} \frac{\partial \ln Z}{\partial J}, \quad (7)$$

где $\langle \delta_i^{(\Delta)} \rangle$ – вероятность того, что и i -ая повторяющаяся единица находится в спиральном состоянии. Как видно из (7), θ не зависит от i , и в термодинамическом пределе степень спиральности выражается через главное собственное число λ_1 :

$$\theta = \frac{\partial \ln \lambda_1}{\partial J}. \quad (8)$$

Таким образом, степень спиральности можно вычислить, используя характеристическое уравнение, однако для численных расчетов удобно использовать левые A и правые B собственные векторы трансфер-матрицы G . Из (7), пренебрегая влиянием границ в термодинамическом пределе, степень спиральности имеет вид

$$\theta = \frac{\text{Tr}(G' G^{N-1})}{Z} = \frac{\text{Tr}(B G' A) \Lambda^{N-1}}{Z} = \frac{(B G' A)_{11}}{\lambda_1}, \quad (9)$$

где $G' = \partial G / \partial J$.

Двухчастичная корреляционная функция и корреляционная длина

Двухчастичный пространственный коррелятор описывает взаимозависимость образования водородного связывания между i -ой и $(i+r)$ -ой повторяющимися единицами:

$$g_2(r) = \langle \delta_i^{(\Delta)} \delta_{i+r}^{(\Delta)} \rangle - \langle \delta_i^{(\Delta)} \rangle \langle \delta_{i+r}^{(\Delta)} \rangle = \langle \delta_i^{(\Delta)} \delta_{i+r}^{(\Delta)} \rangle - \theta^2, \quad (10)$$

где $\langle \delta_i^{(\Delta)} \delta_{i+r}^{(\Delta)} \rangle$ – вероятность того, что i -ая и $(i+r)$ -ая повторяющиеся единицы одновременно находятся в спиральном состоянии.

С помощью диагонализующего преобразования для матрицы G , в термодинамическом пределе для корреляционной функции получаем

$$g_2(r) = \frac{[(B G' A) \Lambda^{r-1} (B G' A)]_{11}}{\lambda_1^{r+1}} - \theta^2 = \sum_{k=2}^{\Delta} (B G' A)_{1k} (B G' A)_{k1} \left(\frac{\lambda_k}{\lambda_1} \right)^{r-1}, \quad (11)$$

где $(B G' A)_{1k}$ и $(B G' A)_{k1}$ – вектор-строка и вектор-столбец для главного собственного числа λ_1 . Асимптотическое поведение двухчастичной корреляции

онной функции при $r \gg 1$ определяется следующим по модулю значением собственного числа λ_2 и может быть выражено как

$$g_2(r) = C \exp\left(-\frac{r}{\xi}\right), \quad (12)$$

где

$$\xi = \ln\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{-1}. \quad (13)$$

Величина ξ называется корреляционной длиной и показывает масштаб затухания корреляций вдоль цепи при $r \gg 1$.

3. Формулировка модели с двумя масштабами взаимодействий

Базовая ОМПЦ при описании перехода спираль-клубок учитывает лишь один Δ -частичный масштаб взаимодействия. Добавим член, описывающий дополнительное Δ_2 -масштабное взаимодействие, в гамильтониан ОМПЦ. Предполагая взаимодействия не влияющими друг на друга, оба взаимодействия запишутся в гамильтониане аддитивно:

$$-\beta H = J_1 \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta_1)} + J_2 \sum_{i=1}^N \delta_i^{(\Delta_2)}. \quad (14)$$

Первый член в правой части выражения (14) есть гамильтониан базовой модели, описывающий Δ_1 -частичные взаимодействия, второй член также есть гамильтониан базовой модели, но описывающий Δ_2 -частичные взаимодействия. Здесь $J_l = E_l / T$ ($l=1,2$) – приведенная энергия взаимодействий первого и второго типа. Дельта-символы Кронекера в гамильтониане описывают тот факт, что приведенные энергии J_l выделяются, когда Δ_l ближайших соседа находятся в спиральной конформации. Не ограничивая общности, предположим, что $\Delta_1 > \Delta_2$. Трансфер-матрица модели с гамильтонианом (14) имеет вид

$$G = \begin{pmatrix} VR & VR & \dots & VR & VR & VR & \dots & VR & VR \\ R & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & R & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & R & R-1 & R-1 & \dots & R-1 & R-1 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 1 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & Q \end{pmatrix}, \quad (15)$$

или

$$G = \begin{pmatrix} W & R & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & R & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 & Q-1 \\ 1 & 1 & 1 & \dots & 1 & 1 & \dots & 1 & Q-1 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где $V = \exp[J_1] - 1$; $R = \exp[J_2]$; $W = \exp[J_1 + J_2]$; $VR = W - R$.

При $J_2 = 0$, $R = 1$ двухмасштабная модель переходит в одномасштабную базовую модель с гамильтонианом базовой модели (1) с Δ_1 -частичными взаимодействиями, и матрицы (15) и (16) переходят в матрицы (3) и (4) размерности $(\Delta_1 \times \Delta_1)$. При $J_1 = 0$, $V = 0$ аналогично получается Δ_2 -частичная базовая модель (1) с соответствующей ей трансфер-матрицей $(\Delta_2 \times \Delta_2)$.

Вековое уравнение для матриц (15) или (16) имеет вид

$$\lambda^{\Delta_1 - \Delta_2} [\lambda - R(V + 1)] \left[\frac{\lambda^{\Delta_2 - 1} (\lambda - R)(\lambda - Q) - (R - 1)(Q - 1)}{\lambda - 1} \right] = VRR^{\Delta_1 - \Delta_2} (Q - 1). \quad (17)$$

Введем параметр $\alpha = J_2 / (J_1 + J_2) = J_2 / J$. Это доля энергии Δ_2 -масштабного взаимодействия на фоне общей энергии. С учетом параметра α гамильтониан системы можно переписать следующим образом:

$$-\beta H = \sum J[(1 - \alpha)\delta_i^{(\Delta_1)} + \alpha\delta_i^{(\Delta_2)}]. \quad (18)$$

Рассмотрим два случая:

1. $\alpha < 1$. Этот случай описывает влияние мелкомасштабных Δ_2 -взаимодействий на переход спираль-клубок, определяемый крупномасштабными взаимодействиями Δ_1 , причем, при $0 < \alpha < 1$ мелкомасштабное взаимодействие имеет характер притяжения, а при $\alpha < 0$ — отталкивания.

2. $\alpha > 1$. Этот случай приводит к отрицательной энергии крупномасштабных взаимодействий Δ_1 при положительной энергии мелкомасштабных взаимодействий Δ_2 . Он описывает влияние Δ_1 -масштабного ограничения на длину спирального участка на фоне базовой модели с Δ_2 -частичными взаимодействиями.

В настоящей статье рассматривается лишь случай 1.

4. Результаты и обсуждение

На основе гамильтониана (14) и трансфер-матрицы (16) была вычислена корреляционная длина ξ с использованием выражения (13). Это выражение универсально и поэтому может быть использовано для произвольной трансфер-матрицы. Вычисление степени спиральности для двухмасштабного гамильтониана (14) сопряжено с некоторой неоднозначностью. В то время как

для базового гамильтониана (1) степень спиральности определяется выражением (9), где $G' = \partial G / \partial J$, для двухмасштабного гамильтониана нам необходимо вычислить по той же формуле две величины – θ_1 и θ_2 , определяющие доли связей масштаба Δ_1 и Δ_2 . Вычисления показали, что температурное поведение обоих параметров отличается незначительно, поэтому мы не будем различать эти степени спиральности. Поскольку нами ожидалось, что точка перехода находится вблизи значения $e^J = Q$, то мы выбрали безразмерную температуру в виде $t = kT \ln Q / U$, т.е. $t_m = 1$. Расчеты показали, что это соотношение тем точнее, чем больше Q , так же как и в базовой модели.

Из температурной зависимости степени спиральности θ был вычислен Δt – интервал плавления (табл.1) для разных значений параметров. Для наглядности, как интервал плавления, так и максимальная корреляционная длина в таблице помещены в приведенном к случаю $\alpha = 0$ виде. Для $Q = 3$ $\xi_{\max 0} = 2841$, $\Delta t_0 = 5.6 \times 10^{-4}$, а для $Q = 4$ $\xi_{\max 0} = 21845$, $\Delta t_0 = 5.8 \times 10^{-5}$. Как видно из таблицы, росту α сопутствует расширение интервала плавления, причем положительным α соответствует увеличение, а отрицательным – уменьшение интервала плавления по сравнению с базовой моделью.

Табл.1. Поведение приведенного интервала плавления и приведенной корреляционной длины для случая $\Delta_1 = 16$ и $\Delta_2 = 3$.

α	$Q = 3$			$Q = 4$		
	$\xi_{\max} / \xi_{\max 0}$	$\Delta T / \Delta T_0$	$\xi_{\max} \Delta T / \xi_{\max 0} \Delta T_0$	$\xi_{\max} / \xi_{\max 0}$	$\Delta T / \Delta T_0$	$\xi_{\max} \Delta T / \xi_{\max 0} \Delta T_0$
-0.50	29.85	00.03	01.01	82.97	00.01	01.01
-0.45	21.14	00.05	01.01	52.65	00.02	01.00
-0.40	15.13	00.07	01.01	33.87	00.03	01.00
-0.35	10.76	00.09	01.01	21.93	00.05	01.01
-0.30	07.65	00.13	01.01	14.08	00.07	01.00
-0.25	05.45	00.18	01.00	09.07	00.11	01.00
-0.20	03.88	00.26	01.00	05.83	00.17	01.00
-0.15	02.76	00.36	01.01	03.75	00.27	01.01
-0.10	01.97	00.51	01.00	02.41	00.42	01.00
-0.05	01.40	00.71	01.00	01.55	00.64	01.00
0.00	01.00	01.00	01.00	01.00	01.00	01.00
0.05	00.71	01.40	01.00	00.64	01.55	01.00
0.10	00.51	01.96	01.00	00.41	02.41	01.00
0.15	00.36	02.73	00.99	00.27	03.72	00.99
0.20	00.26	03.81	00.99	00.17	05.79	01.00
0.25	00.19	05.31	00.99	00.11	08.94	01.00
0.30	00.13	07.40	00.99	00.07	13.81	00.99
0.35	00.10	10.31	00.99	00.05	21.35	00.99
0.40	00.07	14.30	00.99	00.03	32.89	00.99
0.45	00.05	19.86	00.99	00.02	50.96	01.00
0.50	00.04	27.50	00.99	00.01	78.51	01.00

Таким образом, притяжению для мелкомасштабных взаимодействий соответствует меньшая, по сравнению с базовой моделью, кооперативность, что находится в соответствии с ранее полученным результатом для $\Delta_2 = 2$ [1].

Новым является тот факт, что отталкивающий характер мелкомасштабных взаимодействий приводит к росту кооперативности. Эти результаты также подтверждаются поведением корреляционной длины. С ростом α до 0,5 она остается кривой с максимумом, а ее максимальное значение падает от большего, по сравнению с базовой моделью, значения при отрицательных α к меньшим при положительных. Такое поведение кооперативности может быть объяснено тем, что при положительном вкладе мелкомасштабных взаимодействий переход спираль-клубок сопровождается увеличением, по сравнению с базовой моделью, вклада спиральных участков меньшей длины. Это уменьшает статистический вес спиральных участков большей длины. Таким образом, переход спираль-клубок происходит в среднем меньшими участками, что и расширяет интервал перехода. Именно поэтому отрицательный вклад мелкомасштабного взаимодействия приводит к большей выгодности участков большей длины, что повышает в этом случае кооперативность двухмасштабной модели. Наряду с интервалом плавления и максимальной корреляционной длиной в таблице приведено поведение их произведения.

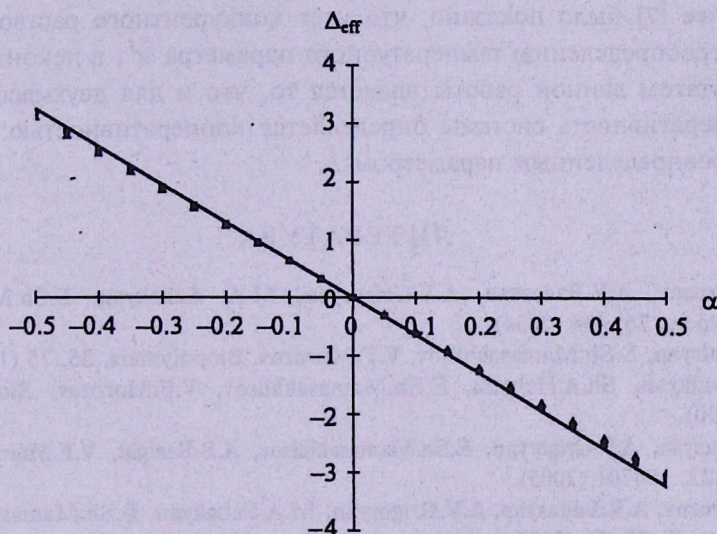


Рис.1. Поведение эффективного масштаба взаимодействия $\Delta_{eff} = \ln(\xi_{max}/\xi_{max0})/\ln Q$ от α . Δ — $Q=3$, $\blacksquare$ — $Q=4$, $\Delta_1 = 16$, $\Delta_2 = 3$.

Из таблицы видно, что это произведение не меняется с изменением α , что свидетельствует о том, что, как и в базовой модели, эти величины несут одну и ту же информацию, т.е. для дальнейшего количественного описания кооперативности вполне достаточно исследовать только легко вычис-

ляемую корреляционную длину. Для количественного описания поведения максимальной корреляционной длины была исследована зависимость от α величины

$$\Delta_{\text{eff}} = \frac{\ln(\xi_{\text{max}} / \xi_{\text{max}0})}{\ln Q},$$

где ξ_{max} – максимальная корреляционная длина при заданном α , а $\xi_{\text{max}0}$ – максимальная корреляционная длина при $\alpha = 0$, т.е. для базовой модели при $\Delta = \Delta_1$ (рис.1). Из рисунка следует, что эта зависимость может быть описана прямой, проходящей через начало координат, причем с ростом Q расчетные точки ложатся на прямую с большей степенью точности. Из наклона прямой получаем $\Delta_{\text{eff}} = \alpha(\Delta_2 - \Delta_1)/2$. Поэтому при изменении Δ_1 и Δ_2 с сохранением разности между ними расчетные точки совпадают. Отсюда, поскольку для одномасштабной модели ранее нами была получена оценка максимальной корреляционной длины как $\xi_{\text{max}} = Q^{(\Delta-1)/2} / 2$, следует, что максимальная корреляционная длина для двухмасштабной модели описывается соотношением

$$\xi_{\text{max}} = \frac{1}{2} Q^{\frac{(1-\alpha)(\Delta_1-1) + \alpha(\Delta_2-1)}{2}}.$$

Ранее [7] было показано, что учет конкурентного растворителя приводит к переопределению температурного параметра e^J , а неконкурентного – Q . Результатом данной работы является то, что и для двухмасштабной модели кооперативность системы определяется кооперативностью базовой модели с переопределенным параметром Δ .

ЛИТЕРАТУРА

1. V.F.Morozov, A.V.Badasyan, A.V.Grigoryan, M.A. Sahakyan, E.Sh.Mamasakhlisov. Biopolymers, 75, 434 (2004).
2. Sh.A.Hairyan, E.Sh.Mamasakhlisov, V.F.Morozov. Biopolymers, 35, 75 (1995).
3. N.S.Ananikyan, Sh.A.Hairyan, E.Sh.Mamasakhlisov, V.F.Morozov. Biopolymers, 30, 375 (1990).
4. A.V.Badasyan, A.V.Grigoryan, E.Sh.Mamasakhlisov, A.S.Benight, V.F.Morozov. J. Chem. Phys., 123, 194701 (2005).
5. V.F.Morozov, A.V.Badasyan, A.V.Grigoryan, M.A.Sahakyan, E.Sh.Mamasakhlisov. Mod. Phys. Let. B, 19, 79 (2005).
6. А.В.Бадасян, А.В.Григорян, А.Ю.Чухаджян, Е.Ш.Мамасакхлисов, В.Ф.Морозов. Изв. НАН Армении, Физика, 37, 320 (2002).
7. А.В.Бадасян, А.В.Григорян, Е.Ш.Мамасакхлисов, А.В.Царукян, В.Ф.Морозов. Изв. НАН Армении, Физика, 40, 148 (2005).
8. Ф.Р.Гантмахер. Теория матриц. М., Гостехиздат, 1953.
9. D.C.Poland, H.A.Sheraga. The Theory of Helix-Coil Transition. Acad. Press, New York, 1970.
10. R.M.Vartell, A.S.Benight. Phys. Rep., 126, 67 (1985).

ՊՈԼԻՊԵՊՏԻԴԱՅԻՆ ԸՆԴՀԱՆՐԱՅՐԱԾ ՄՈԴԵԼԸ
ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԵՐԿՈՒ ՄԱՍՇՏԱԲՆԵՐՈՎ

Շ.Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Տ.Յու. ԲՈՒՐՅԱԿԻՆԱ, Ա.Վ. ԾԱՌՈՒԿՅԱՆ,
Ե.Շ. ՄԱՍՍԱՍԱՆԼԻՍՈՎ, Վ.Ֆ. ՄՈՐՈԶՈՎ

Ավելի վաղ մեր կողմից մտցված պոլիպեպտիդային շղթայի ընդհանրացրած մոդելի հիման վրա, որը նկարագրում է պարույր-կծիկ անցումը ինչպես պոլիպեպտիդներում, այնպես էլ պոլիմու-կլեոտիդներում, առաջարկված է մոդել, որի համիլտոնիանը բաղկացած է փոխազդեցության տար-բեր մասշտաբներով երկու համիլտոնիաններից: Տրանսֆեր-մատրիցային մոտեցման շրջանակ-ներում հաշվված են պարուրայնության աստիճանը և կոռելյացիոն երկարությունը: Ցույց է տրված, որ փոխազդեցության երկու մասշտաբով մոդելը կարելի է քերել միամասշտաբ մոդելի:

GENERALIZED MODEL OF POLYPEPTIDE CHAIN
WITH TWO-SCALE INTERACTIONS

Sh.A. TONoyAN, T.Yu. BURYAKINA, A.V. TSARUKYAN,
Y.Sh. MAMASAKHLISOV, V.F. MOROZOV

Based on the earlier introduced Generalized Model of Polypeptide Chain (GMPC), which describes the helix-coil transition in both polypeptides and polynucleotides, the Hamiltonian consisting of two Hamiltonians with different scales of GMPC is proposed. In the framework of transfer-matrix approach the helicity degree and correlation length are calculated. It is shown that the model with two-scale interactions can be reduced to the one-scale model with a redefined parameter of the hydrogen-bond closure.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Է.Ա.Գևորգյան. Էլեկտրամագնիսական դաշտերը մոդուլացված միջավայրով լցված ալիքատարում ազդանշանային ալիքի և մոդուլացնող ալիքի միջև ռեզոնանսային փոխազդեցության տիրույթում.	401
Ռ.Ս.Սովսեայան, Ա.Ս.Սահակյան, Մ.Ա.Չալաբյան. Էլեկտրոնների սպինային թեքացումը մագնիսական հետերոկառուցվածքներում.	407
Մ.Զ.Հարությունյան, Ա.Հ.Գևորգյան, Ս.Ա.Մխիթարյան. Դիէլեկտրական սահմանների, լույսի անկման անկյան և թեքացման ազդեցությունը քիրալ ֆոտոնային բյուրեղների օպտիկական հատկությունների վրա.	412
Ռ.Բ.Ալավերդյան, Ա.Վ.Վարդանյան, Ս.Ց.Ներսիսյան, Ա.Դ.Զիլինգարյան, Յու.Ս.Զիլինգարյան. Հեղուկ բյուրեղային մատրիցում ներկանյութային բարակ թաղանթային քվադրալիքատարային ղեկավարվող լազեր.	421
Կ.Գ.Դվոյան, Է.Ս.Ղազարյան, Ա.Ա.Ճանճապանյան. Էլեկտրոնային վիճակները և լույսի կլանումը բարակ էլիպսարդային քվանտային ոսպնյակում ուժեղ մագնիսական դաշտի առկայությամբ.	428
Վ.Ն.Մուրնեցյան, Մ.Գ.Բարսեղյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան. Ջրածնական դոնորային խառնուրդի կապի էներգիան քվանտային լարում մագնիսական և էլեկտրական դաշտերում.	435
Դ.Բ.Հայրապետյան. Լույսի ուղիղ միջգոտիական կլանումը խիստ ձգված էլիպսարդային քվանտային կետում.	442
Ա.Ս. Գուլյան, Վ.Ռ. Նիկողոսյան, Դ. Վան Վեխտեն, Կ.Ս. Վուդ. Լազերով մշակված Sr-Ru-O-ում ռեզիստիվ անցման միաժամանակ գրանցում երկ- և քառափալկային մեթոդներով.	450
Է.Ա.Բեդլոյան. Վերջավոր հաստությամբ շերտավոր միջավայրի էլեկտրադինամիկ հատկությունները կանոնավոր ալիքատարում.	459
Շ.Ա.Տոնոյան, Տ.Յու.Բուրյակինա, Ա.Վ.Ծառուկյան, Ե.Շ.Մամասախլիսով, Վ.Ֆ.Մորոզով. Պոլիպետիդային շղթայի ընդհանրացրած մոդելը փոխազդեցության երկու մասշտաբներով.	466

CONTENTS

E.A.Gevorkyan. Electromagnetic fields in a waveguide with a modulated filling near the frequency of resonant interaction between the signal wave and modulation wave.	401
R.M.Movsessyan, A.S.Sahakyan, M.A.Chalabyan. Spin polarization of electrons in magnetic heterostructures.	407
M.Z.Harutyunyan, A.H.Gevorgyan, S.A.Mkhitaryan. Influence of dielectric boundaries, incidence angle, and polarization of light on the optical properties of chiral photonic crystals.	412
R.B.Alaverdyan, H.V.Vardanyan, S.Ts.Nersisyan, A.D.Chilingaryan, Yu.S.Chilingaryan. Thin-film quasi-waveguide dye-laser controlled with liquid-crystal matrix.	421
K.G.Dvovyan, E.M.Kazaryan, A.A.Tshantshapanyan. Electron states and light absorption in a thin ellipsoidal quantum lens in the presence of a strong magnetic field.	428
V.N.Mughnetsyan, M.G.Barseghyan, A.A.Kirakosyan. Binding energy of a hydrogen-like donor impurity in a quantum well-wire in magnetic and electric fields. ...	435
D.B.Hayrapetyan. Direct interband light absorption in a strongly prolated ellipsoidal quantum dot.	442
A.M.Gulian, V.R.Nikoghosyan, D.Van Vechten, K.S.Wood. Simultaneous recording of two- and four-probe resistive transitions in laser-processed Sr-Ru-O.	450
E.A.Beghloyan. Electrodinamic properties of finite-length layered media in a regular waveguide.	459
Sh.A.Tonoyan, T.Yu.Buryakina, A.V.Tsarukyan, Y.Sh.Mamasakhilov, V.F.Morozov. Generalized model of polypeptide chain with two-scale interactions.	466

СОДЕРЖАНИЕ

Э.А.Геворкян. Электромагнитные поля в волноводе с модулированным заполнением вблизи частоты резонансного взаимодействия сиг- нальной волны с волной модуляции	401
Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян, М.А.Чалабян. Спиновая поляризация элек- тронов в магнитной гетероструктуре	407
М.З.Арутюнян, А.А.Геворгян, С.А.Мхитарян. Влияние диэлектрических границ, угла падения и поляризации света на оптические свойства хиральных фотонных кристаллов	412
Р.Б.Алавердян, А.В.Варданян, С.Ц.Нерсисян, А.Д.Чилингарян, Ю.С.Чи- лингарян. Управляемый тонкопленочный квазिवолноводный лазер на красителе в жидкокристаллической матрице	421
К.Г.Двоян, Э.М.Казарян, А.А.Чанчапанян. Электронные состояния и по- глощение света в тонкой эллипсоидальной квантовой линзе при наличии сильного магнитного поля	428
В.Н.Мутнецян, М.Г.Барсегян, А.А.Киракосян. Энергия связи водородо- подобной донорной примеси в квантовой проволоке в магнитном и электрическом полях	435
Д.Б.Айрапетян. Прямое межзонное поглощение света в сильно вытяну- той эллипсоидальной квантовой точке	442
А.М.Гулян, В.Р.Никогосян, Д.Ван Вехтен, К.С.Вуд. Одновременная ре- гистрация резистивных переходов двух- и четырех-зондовым ме- тодами в обработанном лазером Si-Ru-O	450
Э.А.Беглоян. Электродинамические свойства слоистых сред конечной толщины в регулярном волноводе	459
Ш.А.Тоноян, Т.Ю.Буракина, А.В.Царукян, Е.Ш.Мамасахлисов, В.Ф.Моро- зов. Обобщенная модель полипептидной цепи с двумя масштабами взаимодействия	466

Тираж 150. Сдано в набор 26.09.2007.

Подписано к печати 2.10.2007. Печ. л. 5,0.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.