

Министерство образования Республики Беларусь

Гомельский филиал НАН Беларуси

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

**НАУЧНЫЙ СЕМИНАР
ПО ОПТИКЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ,
ПОСВЯЩЕННЫЙ 70-ЛЕТИЮ СО ДНЯ
РОЖДЕНИЯ
А. Н. СЕРДЮКОВА**

Материалы семинара

Гомель
ГГУ им. Ф. Скорины
2014

Научный семинар по оптике и теоретической физике, посвященный 70-летию со дня рождения А.Н. Сердюкова : научный семинар по оптике и теоретической физике, посвященный 70-летию со дня рождения А. Н. Сердюкова, 21 мая 2014 г.: [материалы] / редкол. : А. В. Рогачев [и др.]. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2014. – 264 с.
ISBN 978-985-439-911-9

В сборнике помещены материалы докладов научного семинара по оптике и теоретической физике посвященного 70-летию со дня рождения А. Н. Сердюкова по следующим его направлениям: нелинейная оптика, оптическая гиротропия, упругие волны, фотоакустика, акустооптика, электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, гравитация и космология, физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые и плазменные технологии, формирование структуры и свойства покрытий.

Адресуется научным работникам, аспирантам, магистрантам, студентам.

Редакционная коллегия:

А. В. Рогачев, А. Н. Сердюков,
Н. В. Максименко, И. В. Семченко,
С. А. Хахомов, Ю. В. Никитюк, О. М. Дерюжкова

***Научный семинар
по оптике и теоретической физике,
посвященный 70-летию со дня рождения А.Н. Сердюкова***

21 мая 2014 года

Гомель, Беларусь



**Анатолий Николаевич Сердюков
(15.05.1944)**

Семинар посвящен 70-летию со дня рождения А.Н. Сердюкова, работал по направлениям, составляющим круг его научных интересов: теоретическая физика, кристаллооптика и нелинейная оптика, физика лазеров и лазерные технологии, акустооптика и фотоакустика.

А.Н.Сердюков – известный физик-теоретик, член-корреспондент Национальной академии наук Беларуси (1996), доктор физико-математических наук (1987), профессор (1988), лауреат премии имени Ф.И. Федорова Национальной академии наук Беларуси (2007), автор более 200 научных трудов, в том числе 2 монографий.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

1. Рогачев Александр Владимирович, член-корреспондент (председатель)
2. Семченко Игорь Валентинович, профессор (зам. председателя)
3. Алексеюк Николай, профессор (Польша)
4. Белый Владимир Николаевич, профессор
5. Воропай Евгений Семенович, профессор
6. Гиргель Сергей Сергеевич, профессор
7. Гончаренко Андрей Маркович, академик
8. Казак Николай Станиславович, академик
9. Карпенко Валерий Александрович, профессор
10. Константинова Алиса Федоровна, профессор (Россия)
11. Максименко Николай Васильевич, профессор
12. Митюрин Георгий Семенович, профессор
13. Мышкин Николай Константинович, академик
14. Левчук Михаил Иванович, доктор физ.-мат. наук
15. Плскачевский Юрий Михайлович, член-корреспондент
16. Сихвола Ари, профессор (Финляндия)
17. Соловцова Ольга Павловна, доктор физ.-мат. наук
18. Стражев Василий Иванович, профессор
19. Третьяков Сергей Анатольевич, профессор (Финляндия)
20. Хило Петр Анатольевич, профессор
21. Шепелевич Василий Васильевич, профессор

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

1. Хахомов Сергей Анатольевич, проректор по учебной работе УО «ГГУ им. Ф. Скорины» (председатель)
2. Никитюк Юрий Валерьевич, декан физического факультета УО «ГГУ им. Ф. Скорины» (зам. председателя)
3. Дерюжкова Оксана Михайловна, заместитель декана физического факультета УО «ГГУ им. Ф. Скорины» по науке (ответственный секретарь)
4. Алешкевич Николай Александрович, заведующий кафедрой оптики УО «ГГУ им. Ф. Скорины»
5. Андреев Виктор Васильевич, заведующий кафедрой теоретической физики УО «ГГУ им. Ф. Скорины»
6. Мышковец Виктор Николаевич, заведующий кафедрой радиопизики и электроники УО «ГГУ им. Ф. Скорины»

7. Шершнев Евгений Борисович, заведующий кафедрой общей физики УО «ГГУ им. Ф.Скорины»

8. Гайшун Владимир Евгеньевич, заведующий ПНИЛ ПМ УО «ГГУ им. Ф. Скорины»

9. Коваленко Дмитрий Леонидович, заместитель декана физического факультета УО «ГГУ им. Ф. Скорины»

СЕКЦИИ СЕМИНАРА

1. «Оптика и акустика кристаллов»

(нелинейная оптика, гиротропия в оптике и акустике кристаллов)

Председатель: Семченко И.В., д. ф.-м. н., профессор

2. «Теория фундаментальных взаимодействий»

(электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, гравитация и космология)

Председатели: Максименко Н.В., д. ф.-м. н., профессор;

Левчук М.И., д. ф.-м. н.

3. «Новые материалы и технологии»

(физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые и плазменные технологии, формирование структуры и свойства покрытий)

Председатели: Тарасенко Н.В., д. ф.-м. н., профессор;

Емельянов В.А., д. т. н., член-корр. НАН Беларуси

Официальные языки семинара: белорусский, русский, английский

WWW страница: <http://physfac.gsu.by> (Научная жизнь / Конференции).

ПОРЯДОК РАБОТЫ СЕМИНАРА

21 мая 2014 года

9⁰⁰–11⁰⁰ – регистрация участников семинара,
корпус № 5 УО «ГГУ имени Ф. Скорины»,
фойе первого этажа (ул. Советская, 102)

11⁰⁰–13⁰⁰ – открытие семинара, пленарное заседание,
ауд. 2-25 (аудитория имени академика В.А. Белого),
корпус № 5 (ул. Советская, 102)

13⁰⁰–14⁰⁰ – Обеденный перерыв

14⁰⁰–17⁰⁰ – работа секций

Секция «Оптика и акустика кристаллов»,
ауд. 2-25 (аудитория имени академика В.А. Белого),
корпус № 5 (ул. Советская, 102)

Секция «Теория фундаментальных взаимодействий»,
ауд. 2-11, корпус № 5 (ул. Советская, 102)

Секция «Новые материалы и технологии»,
ауд. 3-7, корпус № 5 (ул. Советская, 102)

17³⁰ – торжественный ужин,
столовая УО «ГГУ имени Ф. Скорины» (ул. Песина, 4)

22 мая 2014 года

12⁰⁰–13⁰⁰ – посещение лабораторий физического факультета
УО «ГГУ им. Ф. Скорины», корпуса № 4 (ул. Советская, 104),
№ 5 (ул. Советская, 102)

Регламент

Доклады на пленарном заседании – до 20 минут

Доклады и сообщения в секциях – до 10 минут

Участие в дискуссиях – до 5 минут

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

1. **А.В. Рогачев**, член-корреспондент НАН Беларуси, доктор химических наук, профессор, ректор УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», г. Гомель, Беларусь.

Открытие семинара.

2. **А.Н. Сердюков**, член-корреспондент НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры оптики УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», г. Гомель, Беларусь.

Космология переменной массы и темная энергия в спокойной Вселенной.

3. **И.В. Семченко**, доктор физико-математических наук, профессор, проректор по учебной работе УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», г. Гомель, Беларусь.

По какой причине молекула ДНК имеет оптимальную форму согласно классической электродинамике.

4. **А.Ф. Константинова**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Института кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, г. Москва, Россия.

Циклические процессы при образовании жизни на Земле.

5. **В.А. Емельянов**, член-корреспондент НАН Беларуси, доктор технических наук, профессор, ОАО «Интеграл», г. Минск, Беларусь.

Новые наноматериалы и технологии при производстве интегральных схем.

СЕКЦИОННЫЕ ЗАСЕДАНИЯ

1. «Оптика и акустика кристаллов»

(нелинейная оптика, гиротропия в оптике и акустике кристаллов)

Председатель: Семченко Игорь Валентинович, д. ф.-м. н.

С.С. Гиргель

УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь

ПУЧКИ КУММЕРА С ПЕРЕНОСИМОЙ КОНЕЧНОЙ МОЩНОСТЬЮ

Введение

Многие решения волнового уравнения описывают волновые поля, которые переносят бесконечную мощность через поперечное сечение перпендикулярно оси z пучка. Следовательно, характеризуемые ими волновые поля во всем пространстве являются физически нереализуемыми. Примеры: плоские, цилиндрические и сферические волны. Обычно для параксиальных пучков используется аподизация соответствующей функции в форме гауссиана, чтобы функция, описывающая такой пучок, была квадратично интегрируема (КИ). Простейшими примерами являются пучки Гаусса, Эрмита-Гаусса, Лагерра-Гаусса и Бесселя-Гаусса.

В настоящей работе будет показано, что возможен новый тип параксиальных световых пучков, у которых гауссова аподизация отсутствует. Такие пучки описываются функциями Куммера, которые сами КИ при определенных ограничениях на их параметры.

1. Пучки Куммера

Для монохроматических волн вида $f(\mathbf{r}, t) = f \exp(kz - i\omega t)$ скалярное параболическое уравнение, решением которого является амплитуда f параксиального светового 2D пучка, имеет вид [1-5]:

$$(\partial_{x,x}^2 + 2ik\partial_z)f = 0. \quad (1)$$

Целесообразно далее перейти к безразмерным переменным

$$X = x/x_0, \quad Z = z/z_0. \quad (2)$$

Здесь $x_0 > 0$, $z_0 = kx_0^2/2$ – некоторые характерные размеры пучка в направлениях, параллельных осям OX и OZ соответственно. Вместо стандартного комплексного параметра пучка $q = z - q_0$, где z – расстояние от начала координат до точки, лежащей на оси пучка, в которой определяются характеристики волнового поля, введем комплексный безразмерный параметр пучка $Q = q/z_0$ и запишем, учитывая формулы (2):

$$Q = Z - Q_0, \quad \text{где} \quad Q_0 = Q_0' - Q_0''. \quad (3)$$

Теперь параболическое уравнение (1) можно записать в безразмерном виде:

$$(\partial_{X,X}^2 + 4i\partial_Q)f = 0. \quad (4)$$

Для получения искомых решений выполним нелинейную замену переменного X в (4):

$$X_1 = \sqrt{i/Q} \cdot X. \quad (5)$$

Получаем дифференциальное уравнение

$$\partial_{X_1, X_1}^2 f + \frac{4i}{Q} X_1 \partial_{X_1} f + 4Q \partial_Q f = 0. \quad (6)$$

Разделяя переменные, получаем решениями уравнения (4) без гауссовой аподизации функции f^o и f^e :

$$f \equiv f^o + f^e = \left[A \cdot X_1 \cdot M\left(\frac{1}{2} - \frac{\nu}{2}, \frac{3}{2}, X_1^2\right) + B \cdot M\left(-\frac{\nu}{2}, \frac{1}{2}, X_1^2\right) \right] Q^{\nu/2}. \quad (7)$$

Постоянная разделения переменных ν является, в общем случае, свободным комплексным параметром: $\nu = \nu' + i\nu''$. Комплексный аргумент X_1 функций Куммера M зависит от поперечной координаты X и комплексного параметра пучка Q : $X_1 = \sqrt{i/Q} \cdot X$. Функция Куммера M является конфлюэнтной гипергеометрической функцией ${}_1F_1$ [6], A и B – некоторые произвольные постоянные. Индексы o и e отмечают соответственно четность (*even*) и нечетность (*odd*) функций f^e и f^o относительно изменения знака аргумента X_1 .

2D пучки, описываемые функциями f^o и f^e , будем называть пучками Куммера. Функции (7) зависят от двух произвольных комплексных параметров Q и ν . Подчеркнем, что, в соответствии с (7), для произвольного набора комплексных параметров (Q_0, ν) всегда существуют два независимых решения f^e и f^o – четное и нечетное относительно изменения знака переменной X .

Заметим, что трехмерные скалярные решения для пучков Куммера можно построить как произведения 2D решений типа (7):

$$f(X, Y, Z) = f(X, Q_X, \nu_X) \cdot f(Y, Q_Y, \nu_Y). \quad (8)$$

При этом возможна любая комбинация четностей. Поэтому, в общем случае, амплитуда 3D скалярного пучка Куммера зависит от трех координат и четырех свободных комплексных параметров. Это расширяет возможности при конструировании пучков с требуемыми свойствами.

2. Условия физической реализуемости пучков Куммера

Наибольший практический интерес представляют физически реализуемые пучки конечной мощности [1, 2]. Амплитуда такого пучка должна быть ограниченной при всех X . Более того, при $X \rightarrow \pm\infty$ амплитуда f должна стремиться к нулю и быть квадратично интегрируемой.

Проведем анализ условий КИ для 2D пучков Куммера. Для этого исследуем асимптотическое поведение функций f при $|f| \rightarrow \infty$. Асимптотическое поведение конфлюэнтной гипергеометрической функции $F_1(a, b, \Phi)$ при $|\Phi| \rightarrow \infty$ описывается формулой [7, 10]

$$F_1(a, b, \Phi) = \frac{\exp(-i\pi a) \cdot \Gamma(b)}{\Gamma(b-a)} \Phi^{-a} + \frac{\exp(\Phi) \cdot \Gamma(b)}{\Gamma(a)} \Phi^{a-b}, \quad (9)$$

где Γ – гамма-функция и $a \neq 0, -1, -3, \dots$. Учитывая (9) применительно к (7), получаем условия КИ для пучков, соответствующие различным частным ситуациям, рассмотренным ниже.

Можно убедиться, что условия физической реализуемости, т.е. КИ для четных и нечетных мод Куммера одинаковы, поэтому далее индексы o и e при f опускаем. Необходимое условие КИ пучков Куммера – $Q_0'' > 0$. А) Если $\nu' < -1/2$, то пучок является КИ. Б) Если $\nu' \in [-1/2, 0)$, то $|f| \rightarrow 0$ при $|x| \rightarrow \infty$, но пучок – не КИ. В) Если $\nu' = 0$,

то $|f| \rightarrow const$ при $|x| \rightarrow \infty$ и пучок – не КИ. Г) Если $\nu' > 0$, то $|f| \rightarrow \infty$ при $|x| \rightarrow \infty$ и пучок – не КИ.

При этом мнимая часть ν'' комплексного параметра $\nu = \nu' + i\nu''$ не влияет на КИ. Все найденные выше условия КИ для функций, используемых при описании пучков Куммера, подтверждаются также при графическом моделировании их свойств.

Для 3D пучков Куммера условия КИ в плоскостях XZ и YZ аналогичны. Отметим, что по своим свойствам пучки Куммера схожи с пучками Куммера-Гаусса [3-5]. Так, пучки Куммера в процессе распространения изменяют свой поперечный профиль.

Заключение

В данной работе представлены новые решения скалярного параболического уравнения для параксиальных 2D световых пучков. Такие пучки описываются функциями Куммера комплексного аргумента с двумя свободными параметрами без гауссовой аподизации.

Установлено, что каждому набору двух свободных комплексных параметров (Q_0, ν) всегда соответствуют два типа световых пучков – описываемых четными (f^e) и нечетными (f^o) функциями аргумента X . Фазовая и амплитудная поверхности даже при распространении в свободном пространстве непрерывно трансформируются. Поэтому пучки Куммера являются пучками с изменяющейся геометрией.

Найдены ограничения на параметры, при соблюдении которых полученные решения соответствуют параксиальным пучкам с конечной энергией, то есть физически реализуемым. Установлено также, что условия физической реализуемости для чётных и нечётных пучков Куммера одинаковы.

Показано, что выражения, полученные для описания 2D пучков Куммера, легко обобщаются в формулы, соответствующие 3D пучкам.

Литература

1. Ананьев, Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / Ю.А. Ананьев. – М.: Наука, 1990. – 264 с.
2. Гончаренко, А.М. Гауссовы пучки света / А.М. Гончаренко. – Мн.: Наука и техника, 1977. – 142 с.
3. Гиргель, С.С. Физические свойства скалярных 2D пучков Куммера-Гаусса. / С.С. Гиргель // Проблемы, физики, математики и техники. – 2011. – № 4(9). – С. 19–23.

4. Гиргель, С.С. Скалярные астигматические 3D световые пучки Куммера-Гаусса. / С.С. Гиргель // Проблемы, физики, математики и техники. – 2013. – № 14(14). – С. 19–23.

5. Bandres, M.A. Cartesian beams / M.A. Bandres and J. C. Gutierrez-Vega // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32. – № 23. – P. 3459–3461.

6. Флюгге, З. Задачи по квантовой механике. Т.2 / З. Флюгге. – М.: Мир, 1974. – 418 с.

Ж.В. Колядко, В.В. Давыдовская, В.В. Шепелевич

**УО «Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина», Беларусь**

**СИНГУЛЯРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПУЧКИ С РАЗЛИЧНЫМИ
ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ЗАРЯДАМИ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ
КРИСТАЛЛАХ КЛАССОВ 23 И 4mm**

Оптический вихрь – это световое поле, в поперечном сечении которого имеется нуль интенсивности, а фаза при обходе такой нулевой точки приобретает набег, кратный 2π [1]. Оптические пучки, несущие фазовую сингулярность, также называют сингулярными [2] (лазерные пучки с винтовыми фазовыми особенностями) или вихревыми пучками [1, 2] («optical vortices»). При этом если смотреть в направлении, перпендикулярном оси распространения пучка, оптический вихрь выглядит как темная область в центре яркого концентрического кольца света [3].

В дефокусирующей среде оптические вихри могут образовать солитон [4]. Впервые оптические вихревые солитоны экспериментально наблюдались в дефокусирующей керровской нелинейной среде с использованием квазивинтовой фазовой маски [4]. В настоящее время изучены условия формирования оптического вихревого солитона в кристаллах SBN [5] и LiNbO_3 [6]. Сравнительно мало работ связано с изучением солитоноподобного распространения сингулярных оптических пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах (см., например, [7]). В связи с этим целью настоящей работы является сравнение условий формирования квазисолитонного режима распространения сингулярного оптического пучка в фоторефрактивных кристаллах класса 23 (BSO) и класса 4mm (SBN).

Для численного моделирования распространения сингулярного светового пучка в кубическом фоторефрактивном оптически активном кристалле класса 23 с плоскостью среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ используется система скалярных дифференциальных уравнений в частных производных [8]. Рассмотрим случай, когда внешнее электрическое поле \vec{E}_0 параллельно кристаллографическому направлению $[1\bar{1}\bar{1}]$. Для численного моделирования распространения сингулярного светового пучка в фоторефрактивном кристалле класса 4mm используется система скалярных дифференциальных уравнений в частных производных [9].

Для исследования распространения сингулярных световых пучков с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм используются параметры, близкие к параметрам кристалла BSO: $n_0 = 2,54$, $r_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$ м/В, $\rho = 22$ град/мм и параметры, близкие к параметрам кристалла SBN: $n_0 = 2,54$, $r_{33} = 235 \cdot 10^{-12}$ м/В.

Поле сингулярного пучка на входе в кристалл имеет следующий вид [10]

$$E(x, y, z) = (r / w_v) \cdot \exp(-r^2 / r_0^2 + mi\theta),$$

где θ – азимутальный угол, m – топологический заряд, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Рассмотрим распространение сингулярного оптического пучка с радиусом фонового Гауссова пучка $r_0 = 42$ мкм и с размером ядра вихря $w_v = 18$ мкм (рисунок 1) в фоторефрактивных кристаллах классов 23 и 4mm, к которым приложено внешнее электрическое поле. На рисунке 1 представлено поперечное сечение сингулярного пучка на входе в кристалл.

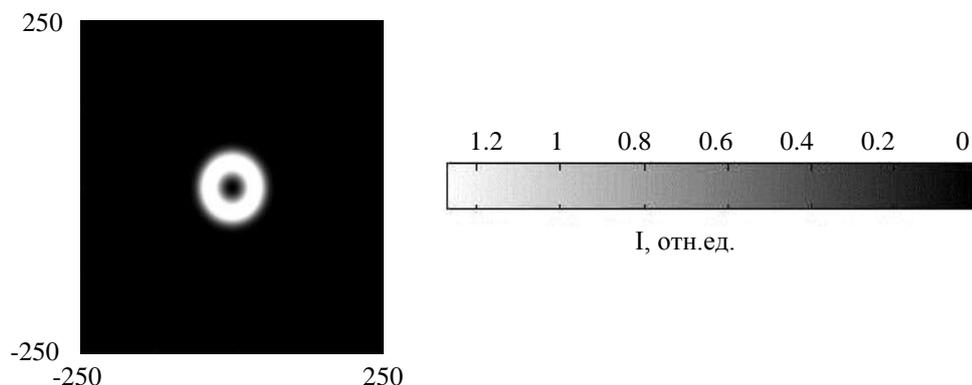


Рисунок 1 – Сингулярный оптический пучок на входе в кристалл

На рисунке 2 представлены поперечные сечения пучка на выходе из кристаллов BSO (a_1) и SBN (b_1) с толщинами 10 мм, в которых пучок распространялся без «включения» внешнего электрического поля. При значении топологического заряда $m = 1$ квазисолитонный режим распространения сингулярного пучка достигается при значениях внешнего электрического поля $E_0 = -25$ кВ/см и $E_0 = -0,85$ кВ/см для кристаллов BSO (рисунок 2, a_2) и SBN (рисунок 2, b_2) соответственно.

На выходе из кристаллов сингулярный пучок единичного заряда принимает эллиптическую форму, он вытянут вдоль оси y . Оптическая активность кристалла BSO приводит к большему повороту сингулярного пучка в 5,2 раза, чем в кристалле SBN. При этом, как показывают численные расчеты, в случае изменения топологического заряда на $m = 2$ и $m = 3$, влияние оптической активности аналогичное, что видно из рисунков 2, a_3, a_4 и 2, b_3, b_4 .

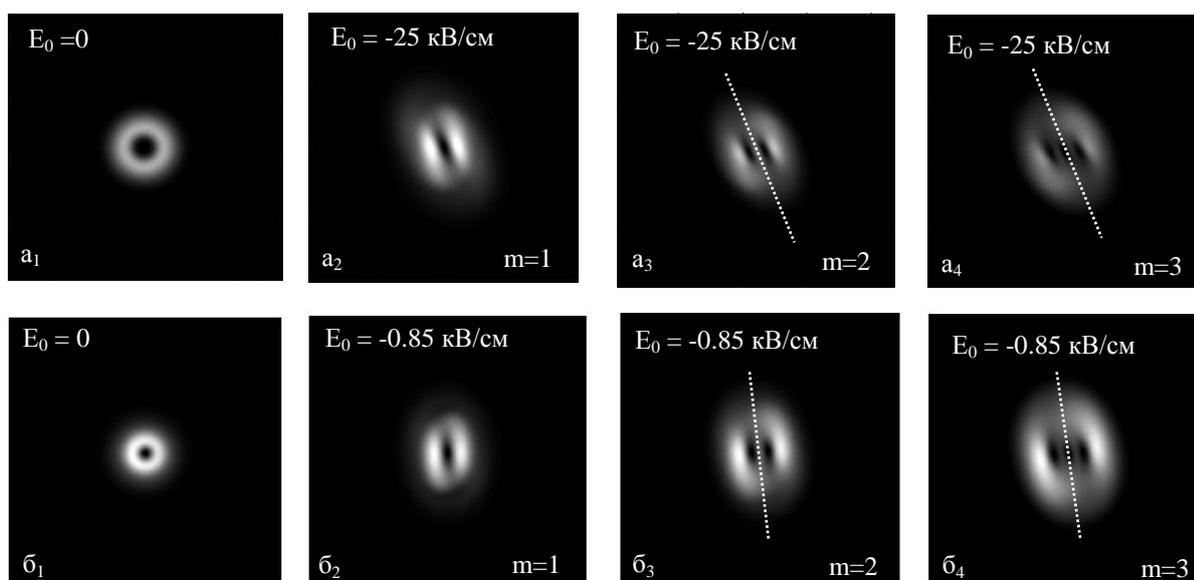


Рисунок 2 – Распределение светового поля вихревого пучка на выходе из кристаллов BSO ($a_1 - a_4$) и SBN ($b_1 - b_4$)

Следует отметить, что для достижения квазисолитонного режима распространения сингулярного пучка в кристалле BSO необходимо большее значение напряженности внешнего электрического поля, чем в кристалле SBN, что связано с большим значением электрооптического коэффициента кристалла SBN. Однако нельзя утверждать, что всегда выгодней использовать кристалл SBN. В ряде случаев удобнее использовать кристалл BSO, который обладает высокой светочувствительностью и является перспективной

нелинейной средой для создания различных устройств оптоэлектроники на его базе (см., например, [11]).

Таким образом, проведено сравнение условий формирования квазисолитонного режима распространения сингулярных оптических пучков в фоторефрактивных кристаллах классов 23 и 4mm, помещенных во внешнее электрическое поле. Найдены значения внешнего электрического поля, приложенного к кристаллам BSO и SBN, при которых наблюдается квазисолитонный режим распространения сингулярных оптических пучков.

Литература

1. Котляр, В.В. Трех- и четырехуровневые спиральные фазовые пластинки / В.В. Котляр, А.А. Ковалев // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32. – № 1. – С. 9–14.

2. Soskin, M.S. Singular optics / M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov // Prog. Opt. – 2001. – Vol. 42. – P. 219–276.

3. Making optical vortices with computer-generated holograms / A.V.Carpentier [et al.] / Am. J. Phys. – 2008. – Vol. 76. – № 10. – P. 916–921.

4. Swartzlander Jr., G.A. Optical vortex solitons observed in Kerr nonlinear media // G.A. Swartzlander Jr., C.T. Law // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 69. – № 17. – P. 2503–2506.

5. Mamaev, A.V. Propagation of a mutually incoherent optical vortex pair in anisotropic nonlinear media / A.V. Mamaev, M. Saffman, A.A. Zozulya // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. – 2004. – Vol. 6. – P. S318–S322.

6. Passier, R. Impact of tensorial nature of the electro-optic effect on vortex beam propagation in photorefractive media / R. Passier, F. Devaux, M. Chauvet // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – № 10. – P. 7134–7141.

7. Корниенко, Т.А. Электрооптические эффекты и самовоздействие гауссовых и сингулярных световых пучков в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / Т.А. Корниенко, Ю.И. Миксюк, К.А. Саечников, А.Л. Толстик // IV Конгресс физиков Беларуси, 24–26 апреля 2013 г.: сборник научных трудов / редкол.: С.Я. Килин (гл. ред.) [и др.] – Минск: Ковчег, 2013. – С. 139–140.

8. Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле / В.В. Давыдовская [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 10. – С. 899–906.

9. Алешкевич, В.А. Формирование и взаимодействие пространственных солитонов в фоторефрактивной среде с дрейфовой и диффузионной компонентами нелинейного отклика / В.А. Алешкевич, В.А. Выслоух, Я.В. Карташов // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28 – № 1. – С. 64 – 68.

10. Mamaev, A.V. Decay of high order optical vortices in anisotropic nonlinear optical media / A.V. Mamaev, M. Saffman, A.A. Zozulya // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78. – № 1. – P. 2108–2111.

11. Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.А. Колегов [и др.] // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41. – № 9. – С. 847–852.

Л. И. Краморева, А.И. Савицкий, Е.М. Тельнова

**УО «Гомельский государственный медицинский университет»,
Беларусь**

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ОПТИЧЕСКИХ СХЕМАХ СКАНИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

В последние годы в связи с интенсивным развитием теоретической и экспериментальной физики квазибездифракционных световых пучков, поиск путей их возможного применения стал центром исследований различных научно-исследовательских групп. Теоретически и экспериментально показано, что внедрение аксиальной оптики и оптических элементов с сильными сферическими aberrациями в оптическую схему различных сканирующих устройств (например, оптических томографов, радаров [1]) позволяет в значительной мере улучшить разрешение и снизить влияние рассеивающих сред на качество изображения [2]. Кроме того, такая модификация оптической схемы сканирующих устройств позволяет повысить надежность эксплуатации устройства, например, 3D сканера. 3D сканер – устройство, которое служит для анализа и оцифровки физического объекта с целью воссоздания его 3D модели. В настоящее время происходит определение направлений использования технологии 3D сканирования в областях контроля

качества поверхности, инженерного анализа, промышленного дизайна, создания высоко детализированных репродукций, топографической съемки с помощью бортовых систем лазерного сканирования и т.д. В области медицины интерес представляет сканирование любых частей тела для последующего изготовления удобных протезов, суставов, имплантатов; 3D архивация; моделирование и планирование операций в пластической хирургии; диагностика генетических отклонений на основе сравнения данных, полученных при объемном сканировании объекта (например, лица человека) с имеющейся в наличии базой данных 3D-моделей и т.д. Наиболее перспективным является бесконтактный метод активного 3D сканирования. В этом случае используют активные 3D сканеры, изготовленные на основе лазерной технологии или на основе структурированного белого света, которые излучают на объект направленные волны с последующей регистрацией отраженного света.

Лазерное 3D сканирование основано на проецировании лазерного пучка в виде горизонтальной или вертикальной линии на объект. Все искажения пучка воспринимаются измерительной камерой. Данные передаются на компьютер, где происходит обработка и преобразование изображения объекта в 3D формат. Преимуществом лазерного 3D сканера является возможность сканирования при разной освещенности; возможность работы с объектами сложной формы, недоступными для 3D сканирования с использованием технологии белого структурированного света. Однако, наличие, по крайней мере, двух электронно-механических приводов вращения отражательного элемента (для распределения лазерного пучка по вертикали или горизонтали) и изменения триангулярного угла сканирующего лазерного пучка приводит к снижению надежности эксплуатации такого устройства.

3D сканирование с использованием структурированного белого света заключается в проецировании на объект линий, образующих уникальный узор, каждое изменение которого воспринимается приемной камерой-детектором. Преимущества такого метода – большая скорость 3D сканирования, высокая точность и великолепная детализировка сканируемой поверхности объекта за один проход. Ограничение по освещенности, отсутствие возможности сканирования труднодоступных областей объекта являются недостатками 3D сканирования с использованием структурированного белого света [3].

Целью работы является изучение возможности улучшения качества сканирования за счет использования структурированного лазерного пучка.

Методы, результаты исследования

Экспериментальная установка состоит из лазера 1, коллиматора 2, аксикона 3, оптического элемента с сильной сферической аберрацией 4, электронного механизма перемещения оптического элемента с сильной сферической аберрацией 5, видеокамеры 6, подключенной к компьютеру (рисунок 1).

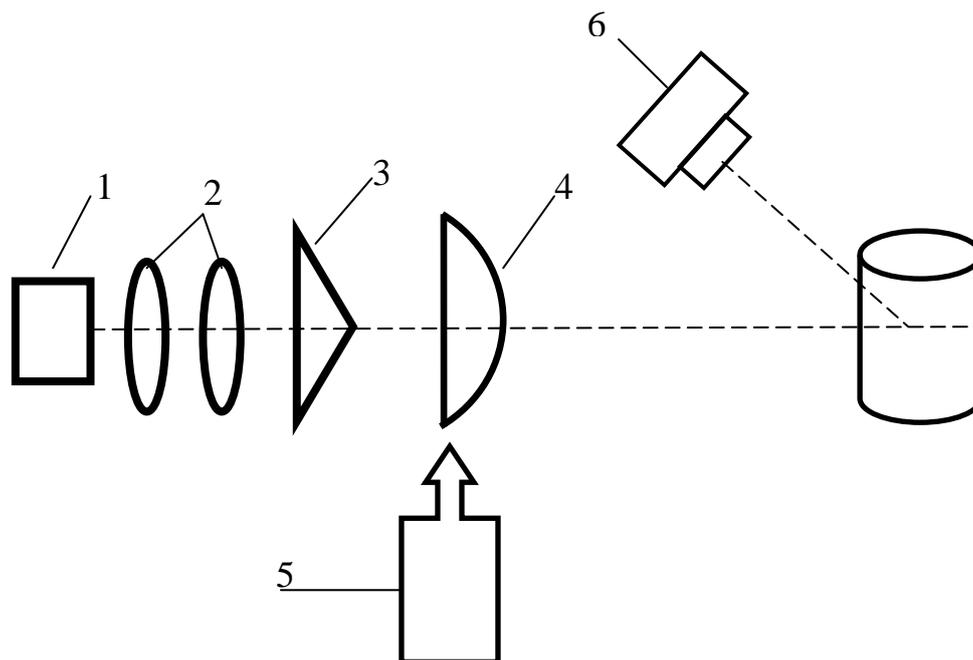


Рисунок 1 – Оптическая система 3D сканера

Источником когерентного света 1 является гелий-неоновый лазер ЛГН-208А с длиной волны 0,63 мкм. Когерентный световой пучок пропускают через коллиматор 2. Затем исходный коллимированный световой пучок направляют на аксикон 3 с углом при основании 2 градуса и показателем преломления $n_a=1,5$, который формирует бесселев световой пучок с фокальной длиной около 25-30 см. За аксиконом в области фокальной длины бесселевого светового пучка помещают собирающую линзу с сильной сферической аберрацией 4, которая фокусирует бесселев световой пучок в многокольцевое пространственно вытянутое поле, внешний диаметр которого составляет около 0,9 мм. Кольцевое поле формируется в области фокальной длины линзы с сильной сферической аберрацией и является источником генерации z-зависимого светового пучка, размеры центрального и кольцевых максимумов которого зависят от

продольной координаты z . Число колец и период z -зависимого пучка изменяют с помощью электронного механизма перемещения оптического элемента с сильной сферической абберацией вдоль оптической оси схемы. Сканирование объекта (рисунок 2а) производят с помощью электронного механизма перемещения оптического элемента с сильной сферической абберацией 5. Рисунки 2б, 2в демонстрируют распределение интенсивности перестраиваемого z -зависимого светового пучка на объекте сканирования. В первом случае число колец z -зависимого светового пучка $N = 8$, период колец составляет 5мм. В другом случае число колец z -зависимого светового пучка $N = 98$, период колец составляет 2 мм. С помощью видеокамеры 6, подключенной к компьютеру, регистрируют процесс сканирования.

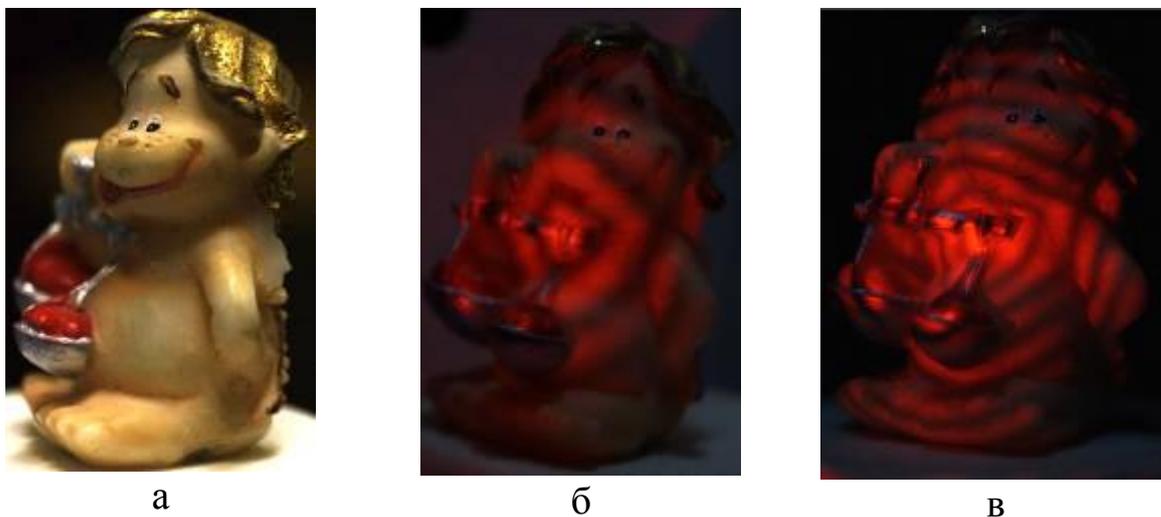


Рисунок 2 – Объект сканирования (а),
распределение интенсивности сканирующего пучка
с числом колец $N=8$ (б) и $N=98$ (в)

Выводы

Предложен способ формирования структурированного лазерного пучка с целью использования в системах 3D лазерного сканирования. Внедрение аксикона и оптического элемента с сильной сферической абберацией в оптическую схему сканера приводит к формированию многокольцевого сканирующего пучка. Процесс сканирования объекта осуществляется с помощью одного электронного механизма перемещения оптического элемента с сильной сферической абберацией вдоль оптической оси схемы, при этом имеет место управляемая структуризация, позволяющая повысить качество сканирования, а уменьшение числа электронно-механических

приводов предоставляет возможность повысить надежность эксплуатации устройства.

Литература

1. Краморева, Л.И. Оптическая когерентная томография (обзор) / Л.И. Краморева, Ю.И. Рожко // ЖПС. – 2010. – Т. 77. – № 4. – С.485–506.

2. Передающая оптическая система лазерного радара: пат. 9028, Респ. Беларусь, МПК 7 G02F / Л.И. Краморева, А.И. Савицкий; заявитель УО «ГГМУ». – № u20120709; заявл. 24.07.2012 // Афіцыйны бюл. / Нац. Цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2013. – № 1(90). – С. 203.

3. Фролов, А. Технологии трехмерного наземного лазерного сканирования // эл. каталог Лазерное сканирование, публикации Инженерной компании «НГКИ» [Электронный ресурс]. – 2006. – Режим доступа: http://www.ngce.ru/pg_publications4.html. – Дата доступа: 11.07.2013.

Г.В. Кулак¹, Г.В. Крох¹, Т.В. Николаенко¹, П.И. Ропот²

¹УО «Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина», Беларусь,

²ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси», Беларусь

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА

Введение

К настоящему времени с использованием квазибездифракционных бесселевых световых пучков (БСП) реализовано большинство известных нелинейно-оптических взаимодействий, ранее изученных для пучков гауссова типа (самовоздействие, генерация гармоник, параметрическое преобразование частоты и др.) [1]. Энергия в поперечном сечении БСП распределена в виде яркого центрального пятна, окруженного системой концентрических колец.

Важным направлением исследований в области БСП является разработка акустооптических (АО) методов управления

энергетическими и поляризационными параметрами бесселевых пучков. Использование для этих целей АО взаимодействия БСП в кристаллах представляет собой новую и мало изученную область исследований.

В работе [2] теоретически и экспериментально исследована поляризационно-независимая АО модуляция гауссовых световых пучков в кристаллах парателлуриата (TeO_2) на медленной сдвиговой ультразвуковой (УЗ) волне. Показано, что для гауссовых пучков поляризационная независимость обусловлена одновременным влиянием оптической гиротропии и линейной анизотропией кристалла. Поляризационно-независимая АО модуляция бесселевых световых пучков в кристаллах парателлуриата рассмотрена в работе [3]. Показано [4, 5], что одним из перспективных материалов в диапазоне оптического спектра 5-20 мкм, является кристалл теллура (Te), обладающий оптической активностью.

В настоящей работе исследуются особенности брэгговской АО дифракция БСП, распространяющихся вблизи оптической оси одноосного гиротропного кристалла Te , на бегущей (быстрой и медленной) сдвиговой УЗ волне. Теоретическое описание АО взаимодействия БСП в одноосных кристаллах основано на аналитическом и численном анализе уравнений связанных волн для дифрагированных бесселевых пучков в режиме брэгговской дифракции. На основе полученных уравнений связанных волн исследуются особенности поляризационно-независимой модуляции бесселевых пучков, распространяющихся в окрестности оптической оси гиротропного кристалла Te .

1. Теоретические результаты и обсуждение

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия (рисунок 1), для которой УЗ волна распространяется в кристалле Te под малым углом α к оси X и занимает пространство между плоскостями $z=0$ и $z=l$. Ось падающего БСП расположена в плоскости XZ и направлена под углом φ_1 к оси Z . Сечение поверхности волновых векторов плоскостью дифракции XZ и расположение волновых векторов (k_o и k_e) бесселевых пучков и волновых векторов (k'_o и k'_e) дифрагированных волн показано на рисунке 1. При этом в направлении дифракционного порядка, как видно из рисунка 1, дают вклады два вида векторных взаимодействий: $k_o + K_1 = k'_e, k_e + K_2 = k'_o$; K_1, K_2 – плоскотоволновые компоненты акустического пучка.

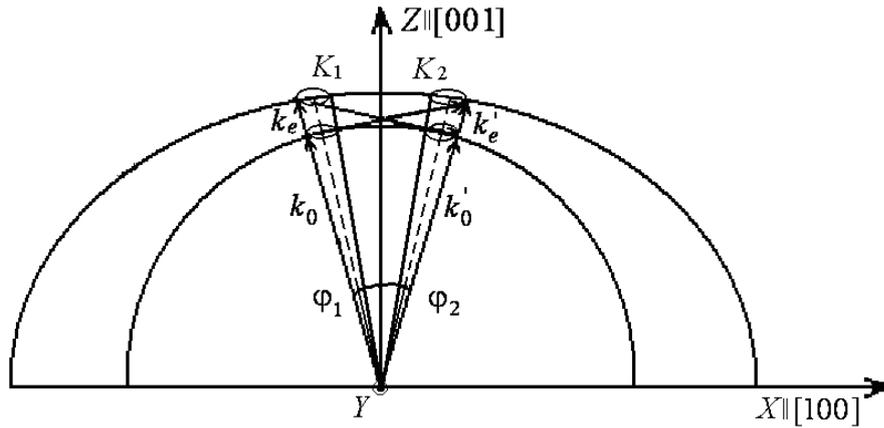


Рисунок 1 – Схема расположения волновых векторов преломленных (k_o, k_e) и дифрагированных (k'_o, k'_e) волновых векторов БСП

В одноосном кристалле под малым (порядка одного градуса) углом φ_1 к оптической оси Z (рисунок 1) распространяются, в общем случае, два эллиптически поляризованных БСП с перпендикулярными большими осями эллипсов и противоположными направлениями вращения векторов поляризации [3].

Расчеты проводились для анизотропной АО дифракции бесселевых пучков, распространяющихся вблизи оптической оси гиротропного кристалла Te . Дифракция осуществляется, на быстрой и медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся под малым углом α к оси $[100]$; фазовая скорость быстрой моды $v_f = 2446,47$ м/с и медленной $v_s = 989,56$ м/с .

Эффективности АО дифракции при $o-e$ ($e-o$) преобразовании дается соотношениями:

$$\eta_{oe(eo)} = \sin^2(\chi_{oe(eo)}l), \quad (1)$$

где

$$\chi_{oe} = U_{12} \left[n_o^3 p_{\text{eff}} (1 + \tau_o \tau_e) \cos(\alpha) \sqrt{\cos(\varphi_1) \cos(\varphi_2)} \right] / 2\lambda_0 \sqrt{(1 + \tau_o^2)(1 + \tau_e^2)},$$

причем $U_{12} = \left[2I_a / \rho v^3 \right]^{1/2}$ (I_a – интенсивность УЗ волны, v – фазовая скорость УЗ волны, ρ – плотность кристалла; p_{eff} – эффективная фотоупругая постоянная); $\tau_{o(e)}$ – эллиптичности собственных волн; n_o – обыкновенный показатель преломления световой волны, λ_0 – длина световой волны в вакууме. В случае $e-o$ преобразования БСП в формулах (1) следует положить: $\chi_{oe} = \chi_{eo}$. Эффективная фотоупругая постоянная, ответственная за дифракционное рассеяние на быстрой (медленной) сдвиговой УЗ

волны – p_{66} (p_{65}). Отметим, что при дифракции света на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся вблизи оси [110] кристалла TeO_2 , выполняется соотношение: $\chi_{oe} \neq \chi_{eo}$ и имеет место слабая зависимость эффективности дифракции от азимута поляризации падающего света [2, 3].

Эффективность дифракции η для падающего на входную грань кристалла БСП, имеющего эллиптическую поляризацию с эллиптичностью τ и ориентацией большой оси эллипса под углом ψ к плоскости дифракции, находится с помощью выражения:

$$\eta = \frac{1}{1 + \tau^2} \left[(\cos^2 \psi + \tau^2 \sin^2 \psi) \eta_{oe} + (\sin^2 \psi + \tau^2 \cos^2 \psi) \eta_{eo} \right], \quad (2)$$

где $\eta_{oe(eo)}$ даются выражениями (1). Следует отметить, что выражение (1) для эффективности дифракции идеального БСП совпадает с выражением для эффективности дифракции в приближении падающей плоской волны [3]. Это объясняется тем, что каждая плосковолновая компонента, принадлежащая коническому спектру падающего БСП, рассеивается в соответствующую компоненту дифрагированного БСП с эффективностью, близкой к ста процентам.

Из выражений (1), (2) следует поляризационно-независимая модуляция эллиптически- и линейно-поляризованных падающих световых пучков с длиной волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм, распространяющихся вблизи оптической оси кристалла Te . Вследствие существенного различия фазовых скоростей сдвиговых УЗ волн, эффективность дифракции на медленной УЗ волне значительно выше, чем на быстрой. Для длины УЗ преобразователя $l=1$ мм, ширины $h = 1$ мм, центральной частоты медленной сдвиговой УЗ волны $f_0=12$ МГц, ширина полосы пропускания модулятора $\Delta f = 27$ МГц [4].

Заключение

Полученные результаты показывают, что в гиротропных кристаллах теллура при дифракции бесселевых световых пучков осуществляется поляризационно-независимая модуляция света. Оптимальные условия поляризационно-независимой модуляции реализуется при соответствующем выборе длины АО взаимодействия и интенсивности ультразвука. На этой основе возможно создание нового типа АО модуляторов для квазибездифракционных пучков бесселева типа в ИК диапазоне оптического спектра.

Литература

1. Белый, В.Н. Преобразование частоты бесселевых световых пучков нелинейными кристаллами / В.Н. Белый, Н.С. Казак, Н.А. Хило // Квант. электрон. – 2000. – Т. 30. – № 9. – С. 753–766.
2. Кулак, Г.В. Поляризационно-независимая модуляция света в парателлурите / Г.В. Кулак, П.Н. Ропот, Г.А. Пашкевич // Докл. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 1991. – Т. 35. – № 5. – С. 803–808.
3. Поляризационно-независимая акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков / В.Н. Белый [и др.] // Журн. прикл. спектр. – 2014. – Т. 81. – № 1. – С. 75–80.
4. Acousto-optical Light Deflection for the CO₂ Laser / E.L. Adler [et al.] // IEEE Ultrasonics: Pros. of Intern. Symp. New York, Oct. 1982. – P. 330–435.
5. Исследование акустооптических характеристик кристаллов теллура в режиме анизотропной дифракции света / В.И. Балакший [и др.] // Опт. и спектр. – 2008. – Т. 78. – № 10. – С. 87–95.

Г.В. Кулак, А.Г. Матвеева, Т.В. Николаенко

**УО «Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина», Беларусь**

ОСОБЕННОСТИ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ КЛИНОВИДНЫХ ДЕФЕКТОВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Введение

Теория рассеяния ультразвуковых (УЗ) волн на объектах круглой и цилиндрической формы достаточно хорошо разработана (см. например [1]). При этом строятся решения волновых уравнений в области рассеивателя и вне ее в виде разложений в ряды по сферическим или цилиндрическим функциям, а затем «сшивают» полученные решения на границах среды и рассеивающего центра. В [2] рассмотрено рассеяние продольных ультразвуковых волн на остром клине в жидкости. Особенности оптико-акустической диагностики дефектов материалов прямоугольной формы короткими лазерными импульсами методом функций Грина исследованы в работе [3].

1. Теоретические результаты и обсуждение

Рассмотрим плоскую задачу рассеяния звука на клиновидном объекте, который предполагаем бесконечно протяженным вдоль оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Поверхности, образующие объект в виде трещины граничат с границей твердого тела. Для описания геометрии объекта и построения решения задачи рассеяния введем полярную систему координат (r, θ) с центром в вершине угла клина.

Задача теории рассеяния в общем случае заполненного дефекта сводится к определению восьми неизвестных: $A_n, B_n, \bar{A}_n, \bar{B}_n, C_n, D_n, E_n, F_n$. Данные неизвестные находим из граничных условий для вектора смещений \vec{S} и тензора напряжений σ в различных областях в цилиндрической системе координат [1, 2].

Используя условия сшивания продольных и сдвиговых составляющих УЗ полей на границах клиновидных областей получим систему уравнений для коэффициентов $A_n, B_n, \bar{A}_n, \bar{B}_n, C_n, D_n, E_n, F_n$, где n – число членов ряда в разложении цилиндрических функций, описывающих процесс рассеяния. Для «пустого» дефекта следует положить $E_n = F_n = 0$. Решение таких систем функциональных уравнений проще всего провести численными методами. В простейшем случае $n=0, 1$ решение системы уравнений можно провести аналитически. Приближение, при котором ограничиваются $n = 0$, соответствует приближению Рэлея в теории рассеяния на сфере [1]. Плотности потока мощности рассеянной (s) и падающей (i) УЗ волн даются соотношениями [1]:

$$P_r^{s,i} = \left(-\frac{i\Omega}{4} \right) \left(\sigma_{rr}^{s,i} S_r^{s,i*} + \sigma_{r\theta}^{s,i} S_\theta^{s,i*} - \sigma_{rr}^{s,i*} S_r^{s,i} - \sigma_{r\theta}^{s,i*} S_\theta^{s,i} \right), \quad (1)$$

где компоненты вектора $\vec{S}^{s,i}$ и тензора $\sigma^{s,i}$ определены в результате расчета и из-за громоздкости не приводятся; символ «*» означает комплексное сопряжение.

Относительная интенсивность рассеянного излучения дается соотношением:

$$\eta_n = \frac{P_r^s}{P_r^i}. \quad (2)$$

Численные расчеты проводились для стали (Fe) при следующих значениях параметров: $v_l=5921$ м/с – фазовая скорость продольной УЗ

волны, $v_r=3223\text{м/с}$ – фазовая скорость сдвиговой УЗ волны, $\rho=7870\text{ кг/м}^3$ – плотность материала, $\nu=0,28$ – коэффициент Пуассона.

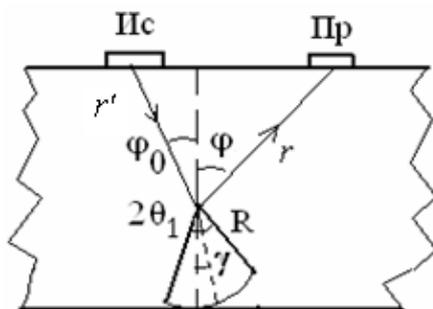


Рисунок 1 – Схема рассеяния ультразвука трещиной ($2\theta_1$ – угол клина; R – размер клина (трещины); φ_0 – угол падения УЗ волны, φ – угол рассеяния УЗ волны, r (r') – расстояние до приемника (источника), пройденное рассеянной УЗ волной, γ – угол наклона трещины, Ис – источник ультразвука, Пр – приемник)

Исследована зависимость относительной интенсивности рассеянной УЗ волны η_n от угла рассеяния φ при различных углах при вершине клина (трещины) $2\theta_1$ (рисунок 1). Показано, что наибольшая относительная интенсивность η_n при любых углах рассеяния достигается для наименьшего угла клина θ_1 . При углах, рассеяния, стремящихся к 90 градусам эти зависимости сближаются. При других углах клина зависимости имеют нелинейный характер. Исследована зависимость относительной интенсивности рассеянной УЗ волны η_n от угла рассеяния φ при различных углах наклона трещины γ . Установлено, что наибольшая относительная интенсивность η_n при любых промежуточных углах рассеяния из диапазона 0-90 град. достигается для наименьшего угла клина γ . Наибольшее различие эффективности рассеяния достигается при углах φ , близких к 45 градусам.

С увеличением размера (R) клина (трещины) от 1 до 4 мм максимальное значение относительной интенсивности рассеянного излучения достигается для $R=2$ мм. Данная особенность объясняется интерференционными эффектами при наложении плосковолновых составляющих УЗ волн, дифрагированных на клиновидных объектах. Отсутствие рассеянного излучения при углах $\varphi=90$ град. объясняется ограниченностью членов ряда, включенных в схему расчета с $n=0, 1$. Такое приближение можно считать близким к рэлеевскому рассеянию ($n=0$).

При оптико-акустической диагностике дефектов материалов используется возбуждение гиперзвука короткими лазерными импульсами в области источника (Ис) и гетеродинный метод регистрации рассеянного ультразвука в области приемника (Пр). Для дефектов с достаточно плавными краями предпочтительно использовать метод функций Грина [3]. Для острого клина следует применять рассмотренный выше метод частичных областей.

Временная форма акустического импульса дается соотношением [3, 4]:

$$U_l^{sc}(\tilde{t}_{l,s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\eta_n} U_l(\Omega) F(\Omega) e^{-i\Omega\tilde{t}_l} d\Omega, \quad (3)$$

где $\tilde{t}_l = t - (r + r')/v_l$, $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp(-\tau_a^2 \Omega^2 / 4)$ – частотный спектр акустического импульса при нормальном падении, $U_l(\Omega)$ – частотный спектр падающей УЗ волны [3]. Длительность акустического импульса τ_a определяется особенностями поглощения энергии светового импульса поверхностью металла [1].

Выполнив интегрирование численными методами, получим временную форму акустического импульса рассеянной $U_l^{sc}(t)$ ультразвуковой волны. При численных расчетах применяется алгоритм быстрого преобразования Фурье.

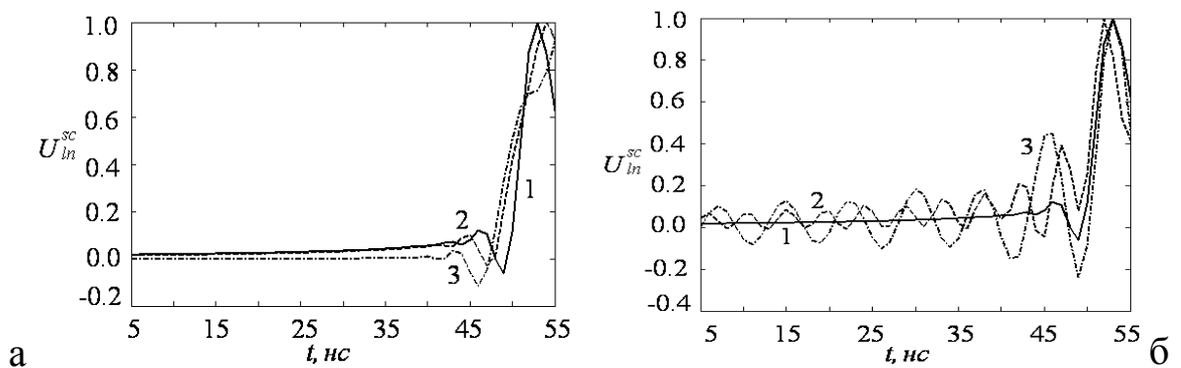


Рисунок 2 – Временная форма акустического импульса при различных углах φ_0 : 1-10, 2-20, 3-30 град. (а) и при различных размерах R : 1-1, 2-3, 3-5 мм (б) ($R=1$ мм, $r=r' = 1$ см, $\varphi_0 = \varphi_1$, $\gamma = 0$, $\theta_1 = 2$ град. (а); $r=r' = 1$ см, $\varphi_0 = \varphi_1=10$ град., $\gamma = 0$, $\theta_1 = 2$ град. (б))

На рисунке 2 представлена временная форма рассеянного акустического импульса для различных значений угла падения $\varphi_0 = \varphi_1$ (а) и размера трещины R (б). Из соотношений (1), (2), а также рисунка

2 следует существенная зависимость временной развертки рассеянного акустического импульса от геометрических параметров клина и его пространственной ориентации.

Заключение

Рассмотренные зависимости показывают, что импульсные характеристики рассеянного ультразвукового излучения на клиновидных дефектах, близким по форме к трещинам, позволяют определить размер трещины, угол ее «раскрыва», угол наклона трещины и ее местоположение по отношению к источнику и приемнику излучения.

Литература

1. Труэл, Р. Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэл, Ч. Эльбаум, Б. Чик; Пер. с англ. под ред. Н.Г. Михайлова и В.В. Леманова. – М.: Мир, 1972. – 307 с.
2. Гринченко, В.Т. Рассеяние звука на конечных клиновидных объектах / В.Т. Гринченко, В.Т. Мацыпура // Акустичний вісник. – 2003. – Т. 6. – № 2. – С. 23–33.
3. Гуделев, В.Г. Оптико-акустическая диагностика трещин в твердых телах / В.Г. Гуделев, Г.В. Кулак, А.Г. Матвеева // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2013. – № 1. – С. 88–91.
4. Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry / S.Y. Zang [et al.] // Res. Nondestr. Eval. – 1991. – Vol. 2. – P. 143–155.

А.В. Макаревич¹, В.В. Шепелевич¹, С.М. Шандаров²

¹УО «Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина», Беларусь,

²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕШАННЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ ВТО СРЕЗА ($\bar{1} \bar{1} 0$)

Недавно показано (см., напр., [1, 2]), что одновременно с фазовой голографической решеткой в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

(ВТО) может существовать амплитудная решетка. Совокупность фазовой и амплитудной (абсорбционной) решеток принято называть смешанной голограммой [3].

В настоящей работе проведена попытка оптимизации процесса считывания смешанных голограмм, сформированных в кристалле ВТО, за счет выбора азимута поляризации ψ_0 считывающего пучка, при котором для фиксированных значений толщины d и ориентационного угла θ кристалла достигается максимальное значение дифракционной эффективности $\eta_{\psi_0}^{\max}$ записанной голографической решетки. При этом теоретический и практический интерес представляет рассмотрение характера изменений дифракционной эффективности голограмм, записанных в кристалле ВТО, с учетом и без учета абсорбционной составляющей голограммы, а также открытого в 1986 году дополнительного вклада в фоторефрактивный отклик, обусловленного обратным пьезоэлектрическим эффектом и фотоупругостью (ПЭФ) [4]. Соответствующие графические зависимости для кристалла ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ представлены на рисунке 1, при этом отсчет ориентационного угла кристалла θ проводился от кристаллографического направления $[001]$ к вектору голографической решетки \vec{K} .

Из рисунка следует, что учет ПЭФ приводит к возрастанию значений локальных максимумов поверхностей 1,б и 1,г, что ведет к более чёткому проявлению их рельефа по сравнению с соответствующими поверхностями 1,а и 1,в, при построении которых ПЭФ не учитывался. При этом учет абсорбционной составляющей голографической решетки приводит к уменьшению значений локальных максимумов в двух средних горбах поверхностей 1,в и 1,г и увеличению этих максимумов в двух крайних горбах по сравнению с соответствующими поверхностями 1,а и 1,б. Также из рисунков 1,а – 1,г видно, что графики функции $\eta_{\psi_0}^{\max}(\theta, d)$ симметричны относительно плоскости $\theta = 180^\circ$. Для смешанных голограмм (рисунки 1,в и 1,г) эти графики достигают абсолютных максимумов в первом и четвёртом горбах при выборе нумерации горбов в сторону возрастания ориентационного угла θ .

В связи с этим представляет интерес нахождение зависимостей абсолютных максимумов дифракционной эффективности голограмм $\eta_{\psi_0, \theta}^{\max}$, записанных в кристалле ВТО, от толщины кристалла d , которые могут быть достигнуты за счет выбора оптимальных азимута поляризации считывающего пучка ψ_0 и ориентационного угла

кристалла θ , с учетом и без учета вклада ПЭФ и абсорбционной составляющей голографической решетки.

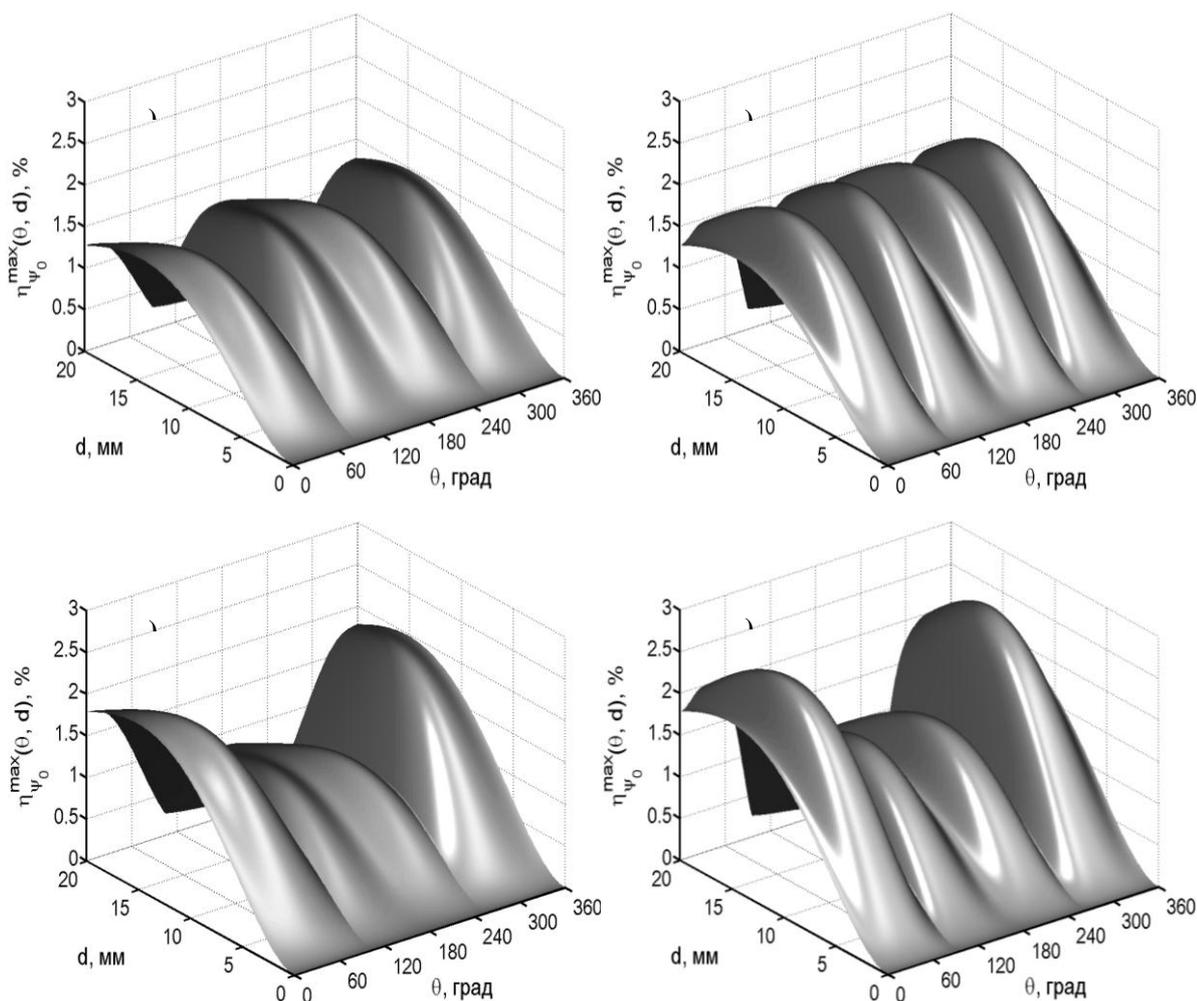


Рисунок 1 – Зависимость максимальных значений дифракционной эффективности голограмм $\eta_{\psi_0}^{\max}(\theta, d)$, сформированных в кристалле

ВТО, от ориентационного угла θ и толщины кристалла d :

- а) в случае чисто фазовых голограмм без учета ПЭФ;
- б) в случае чисто фазовых голограмм с учетом ПЭФ;
- в) в случае смешанных голограмм без учета ПЭФ;
- г) в случае смешанных голограмм с учетом ПЭФ

Результаты данного теоретического расчета при условиях, соответствующих первому локальному максимуму на рисунках 1,а – 1,г представлены на рисунке 2.

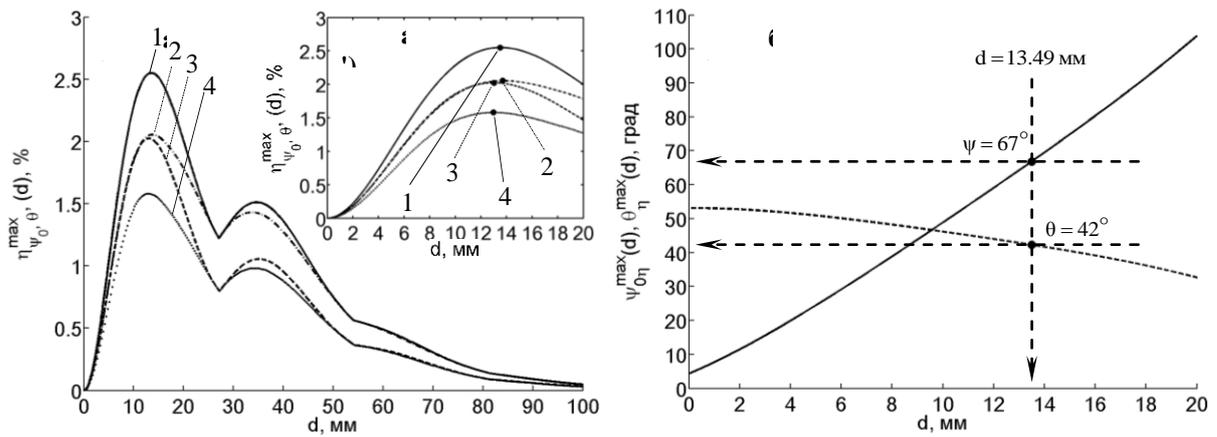


Рисунок 2 – Зависимость величины первого абсолютного дифракционного максимума $\eta_{\psi_0, \theta}^{\max}(d)$ от толщины кристалла d , лежащей в диапазоне значений от 0 до 100 мм (рисунок а) и от 0 до 20 мм (рисунок а') в случаях смешанных голограмм с учетом ПЭФ (1), смешанных голограмм без учета ПЭФ (2), фазовых голограмм с учетом ПЭФ (3), фазовых голограмм без учета ПЭФ (4), а также (рисунок б) азимутов линейной поляризации $\psi_{0\eta}^{\max}(d)$ (сплошная линия) и ориентационного угла $\theta_{\eta}^{\max}(d)$ (штриховая линия) от толщины кристалла d , при выборе совокупности которых образуется зависимость 1, изображенная на рисунке а'

Из рисунка 2,а видно, что учет абсорбционной составляющей голографической решетки и вклада ПЭФ (кривая 1) приводит к заметному увеличению значений дифракционной эффективности смешанной голограммы во всем исследованном интервале толщин кристалла ВТО. При этом значение дифракционной эффективности достигает максимума в точке $d_m = 13,49$ мм (на рисунке 2,а' максимальные значения дифракционной эффективности для зависимостей, представленных на рисунке 2,а, обозначены точками с теми же номерами). В случае пренебрежения вкладом ПЭФ наибольшее значение дифракционной эффективности смешанной голограммы достигается при толщине кристалла $d_m = 13,71$ мм (кривая 2). При пренебрежении абсорбционной составляющей голографической решетки, но с учетом ПЭФ, максимальное значение величины дифракционной эффективности голограммы достигается при толщине кристалла $d_m = 13,01$ мм (кривая 3), а в случае дополнительного пренебрежения ПЭФ – при толщине кристалла $d_m = 12,97$ мм (кривая 4). При этом дальнейшее увеличение толщины кристалла ВТО не приводит к увеличению максимально возможных

значений дифракционной эффективности голограмм вследствие естественных потерь энергии светового излучения при его прохождении через поглощающую среду.

Отметим, что гофрированный характер графических зависимостей, представленных на рисунке 2,а, связан с естественной гиротропией кристалла, причем значения толщины кристалла, при которой периодически наблюдаются локальные минимумы максимально возможных значений дифракционной эффективности голограмм, определяются выражением $d = (\pi m \cos \varphi) / \rho$, где ρ – удельное вращение плоскости поляризации, φ – угол Брэгга внутри кристалла, m – целое положительное число.

На рисунке 2,б представлены графические зависимости оптимальных значений азимута линейной поляризации $\psi_{0\eta}^{\max}$ и ориентационного угла θ_{η}^{\max} от толщины кристалла d , при которых достигаются максимумы дифракционной эффективности для смешанных голографических решеток с учетом ПЭФ, представленных на рисунке 2,а'. Данные значения азимута поляризации и ориентационного угла кристалла имеют важный прикладной характер и, в частности, могут быть использованы при оптимизации оптических схем голографических интерферометров, выполненных на основе кристалла ВТО, причем для толщины кристалла ВТО $d = 13,49$ мм значения азимута поляризации считывающего пучка и ориентационного угла кристалла равны соответственно 67° и 42° .

Во всех расчетах были использованы параметры кристалла ВТО из [5] (ВТО-2). Кроме того, использовались значения удельного вращение плоскости поляризации $\rho = 112$ рад/м, коэффициента поглощения $\alpha = 38,2$ м⁻¹ (измерены на ранее исследуемом образце кристалла ВТО), электрического поля решетки пространственного заряда $E_G = 9 \cdot 10^4$ В/м, угла Брэгга внутри кристалла $\varphi_0 = 10^\circ$. В случае чисто фазовой решетки амплитуда пространственной модуляции мнимой части диэлектрической проницаемости ε_2 полагалась равной 0, а в случае учета абсорбционной составляющей голограммы использовалось значение $\varepsilon_2 = 2,3$ м⁻¹.

Таким образом, исследован характер изменения максимальных значений дифракционной эффективности голографических решеток, сформированных в кристалле ВТО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ при возрастании толщины кристалла. Выявлено, что учет абсорбционной составляющей голографической решетки и ПЭФ приводит к

заметному увеличению значений максимальной дифракционной эффективности голограммы, которые достигают максимума при толщине кристалла $d = 13,49$ мм. Получены графические зависимости оптимальных значений азимута линейной поляризации и ориентационного угла кристалла, при которых достигаются максимальные значения дифракционной эффективности смешанных голограмм, сформированных в кристалле ВТО, от толщины кристалла d .

Работа выполнена при поддержке Государственной комплексной программы научных исследований «Электроника и фотоника», задание 2.2.18, БРФФИ и РФФИ (проекты № Ф12Р-222 и № 12-02-90038-Бел_а соответственно), Министерства образования Республики Беларусь (грант на выполнение научно-исследовательской работы «Динамические голограммы в фоторефрактивных кристаллах силленитов для измерения амплитуды микровибраций объектов»), а также Минобрнауки Российской Федерации в рамках задания № 2014/225 (проект № 2491).

Литература

1. Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута / С.М. Шандаров [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 85. – № 12. – С. 699–702.
2. Contribution of the inverse flexoelectric effect to counterpropagating two-wave mixing of light beams in photorefractive crystals / S.M. Shandarov [et al.] // J. Opt. Technol. – 2013. – Vol. 80. – № 7. – P. 409–414.
3. Montemezzani, G. Light diffraction at mixed phase and absorption gratings in anisotropic media for arbitrary geometries / G. Montemezzani, M. Zgonik // Phys. Rev. E. – 1997. – Vol. 55. – № 1. – P. 1035–1047.
4. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А.А. Изванов [и др.] // Автометрия. – 1986. – № 2. – С. 79–84.
5. Diffusion recording in photorefractive sillenite crystals: an analytical approach for engineering purposes / E. Shamonina [et al.] // Opt. Commun. – 2000. – Vol. 180. – № 1–3. – P. 183–190.

Г.С. Митюрин¹, Е.В. Черненко², В.В. Свиридова², А.Н. Сердюков²

¹УО «Белорусский торгово-экономический университет
потребительской кооперации», Беларусь,

²УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь

ФОТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ГИРОТРОПНЫХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Введение

Изучение структуры слоистых и пространственно-периодических сред, в частности, сверхрешеток, в последние годы, привлекает внимание многих исследователей [1-3]. Связано это, в первую очередь, с широким практическим применением низкоразмерных структур при конструировании и создании различных типов устройств и приборов на основе элементов наноэлектроники [4, 5]. Существующие и вновь создаваемые искусственные материалы и структуры обладают необычными физическими свойствами, что связано с проявлением, например, резонансных квантовых явлений, интерференцией электронных состояний в сверхтонких полупроводниковых гетероструктурах и т.д. К тому же, в естественно гиротропных и магнитоактивных сверхрешетках существует возможность управления их свойствами при воздействии внешних электрических и магнитных полей [6-8]. Поэтому ясное понимание закономерностей физических процессов формирования низкоразмерных структур требует разработки методов неразрушающей диагностики таких сред. К одним из достаточно эффективных методов относится метод лазерной фотоакустической спектроскопии [9, 10], основанный на явлении термооптического возбуждения звука в исследуемом образце.

1. Теория и анализ

В данной работе рассмотрим фотоакустическое преобразование бесселевых световых пучков (БСП) в поглощающих сверхрешетках, обладающих эффектом пространственной дисперсии (гиротропии) [11]. Использование в качестве возбуждающего звук излучения различных поляризационных мод квазибездифракционных световых пучков обусловлено наличием у них уникальных свойств [12-14]. Таких, например, как бездифракционность пучка при его

распространении в пространстве. Дифракция в действительности имеет место, но распределенный по длине фокального отрезка боковой подвод энергии излучения компенсирует расходимость [14].

Пусть ТЕ-мода БСП нормально падает к границе слоев, образующих естественно гиротропную сверхрешетку помещенную в фотоакустическую ячейку (рисунок 1), для которой выполняется длинноволновое приближение $D = d_1 + d_2 \ll \lambda$, где D – период сверхрешетки, d_1, d_2 – толщины слоев, λ – длина волны.

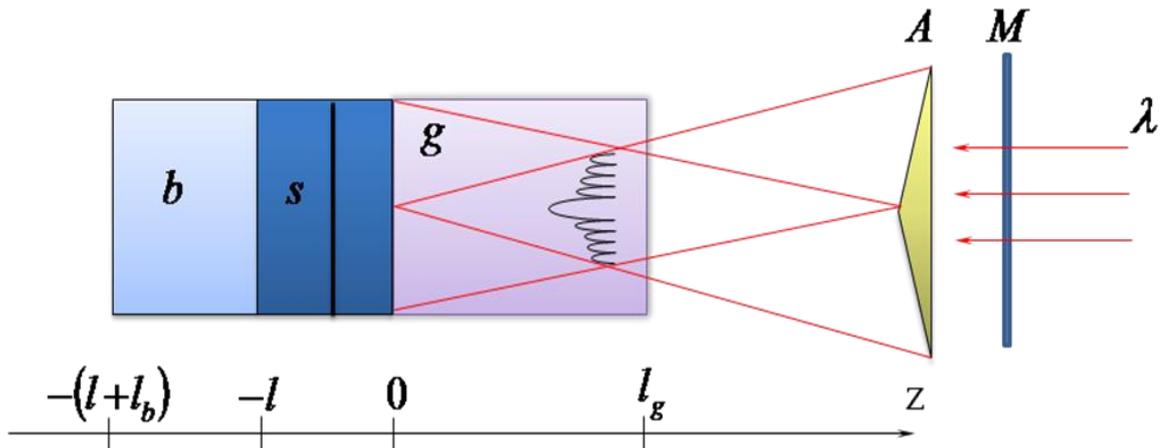


Рисунок 1 – Схема газо-микрофонной регистрации фотоакустического сигнала: M – модулятор, A – аксикон, s – исследуемая гиротропная двухслойная сверхрешетка, g – газ, b – подложка

Сверхрешетка, состоящая из слоев поглощающих гиротропных кубических кристаллов, характеризуется одноосными комплексными тензорами диэлектрической проницаемости ϵ_e и оптической активности γ_e [6, 7]

$$\begin{aligned} (\epsilon_e)_{11} &= (\epsilon_e)_{22} = x\epsilon_1 + (1-x)\epsilon_2, \\ (\gamma_e)_{11} &= (\gamma_e)_{22} = x\gamma_1 + (1-x)\gamma_2. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) $x = d_1/D$, $\epsilon_{1,2} = \epsilon'_{1,2} + i\epsilon''_{1,2}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость, $\gamma_{1,2} = \gamma'_{1,2} + i\gamma''_{1,2}$ – комплексный параметр оптической активности, где реальная часть γ $Re\gamma = \gamma'$ отвечает за удельное вращение плоскости поляризации, а мнимая $Im\gamma = \gamma''$ связана с циркулярным дихроизмом.

Основываясь на материальных уравнениях для гиротропной среды [11]

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon \vec{E} + i\gamma \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} - i\gamma \vec{E}, \quad \mu = 1,\end{aligned}\tag{2}$$

а также на уравнениях Максвелла

$$\begin{aligned}\text{rot } \vec{E} &= [\nabla \vec{E}] = ik_0 \vec{B}, \\ \text{rot } \vec{B} &= [\nabla \vec{B}] = -ik_0 \vec{D},\end{aligned}\tag{3}$$

получим в цилиндрической системе координат выражение для скорости диссипации энергии ТЕ-моды БСП [15]

$$\begin{aligned}Q^{TE} &= \frac{\omega J_0 \langle \varepsilon \rangle \text{Im} \langle \varepsilon \rangle}{2\pi} \cdot \left[\frac{m^2}{q^2 \rho^2 k_0 \text{Re} \langle \varepsilon \rangle^{1/2} \sin \alpha} J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) \right. \\ &\quad \left. + \frac{2mk_0' \text{Im} \langle \gamma \rangle}{\rho k_0^2 \text{Re} \langle \varepsilon \rangle^2 \sin^3 \alpha} J_m(q\rho) J_m'(q\rho) \right] \cdot e^{-2\text{Im} \langle \varepsilon \rangle z},\end{aligned}\tag{4}$$

где $\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon_1 x + \varepsilon_2 (1-x)$, $\langle \gamma \rangle = \gamma_1 x + \gamma_2 (1-x)$, $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon'_{1,2} + i\varepsilon''_{1,2}$, $\gamma_{1,2} = \gamma'_{1,2} + i\gamma''_{1,2}$, $J_m(q\rho)$ – функции Бесселя первого рода m -го порядка, $k'_0 = k_0 \cos \alpha = \frac{\omega}{c} \cos \alpha$, α – параметр конусности БСП, равный половине угла при вершине конуса волновых векторов, определяющий спектр пространственных частот пучка.

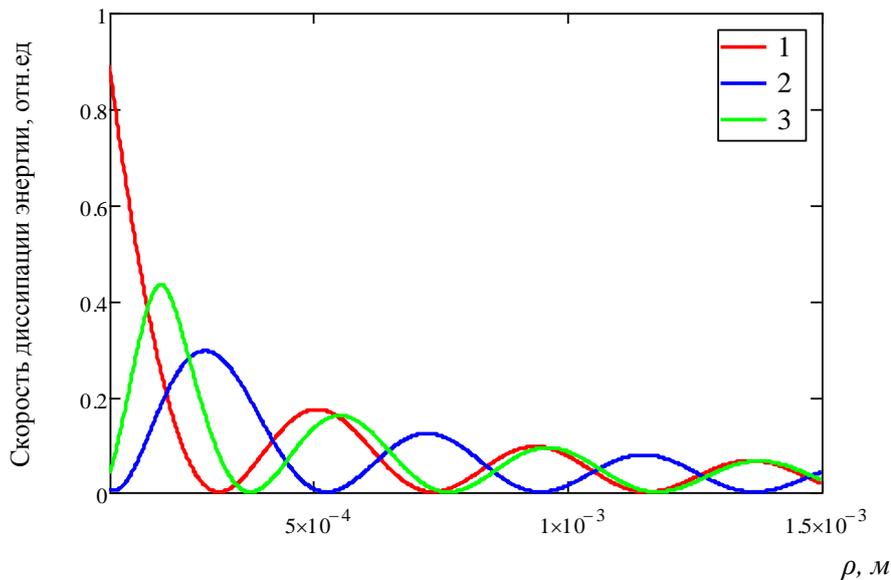


Рисунок 2 – Зависимость скорости диссипации энергии Q^{TE} ТЕ-моды БСП от радиальной координаты для разных мод (1 – $m = 0$, 2 – $m = 1$, 3 – $m = 2$)

Анализ соотношения (4) показывает, что скорость диссипации энергии ТЕ-моды БСП сильно осциллирует в зависимости от значения радиальной координаты (рисунок 2), а максимумы осцилляций нулевой и первой моды находятся в противофазе.

На графике зависимость диссипации энергии Q^{TE} от угла конусности БСП (рисунок 3) осцилляции синхронны и с увеличением мнимой части диэлектрической проницаемости ε_1'' первого слоя сверхрешетки амплитуда осцилляций возрастает.

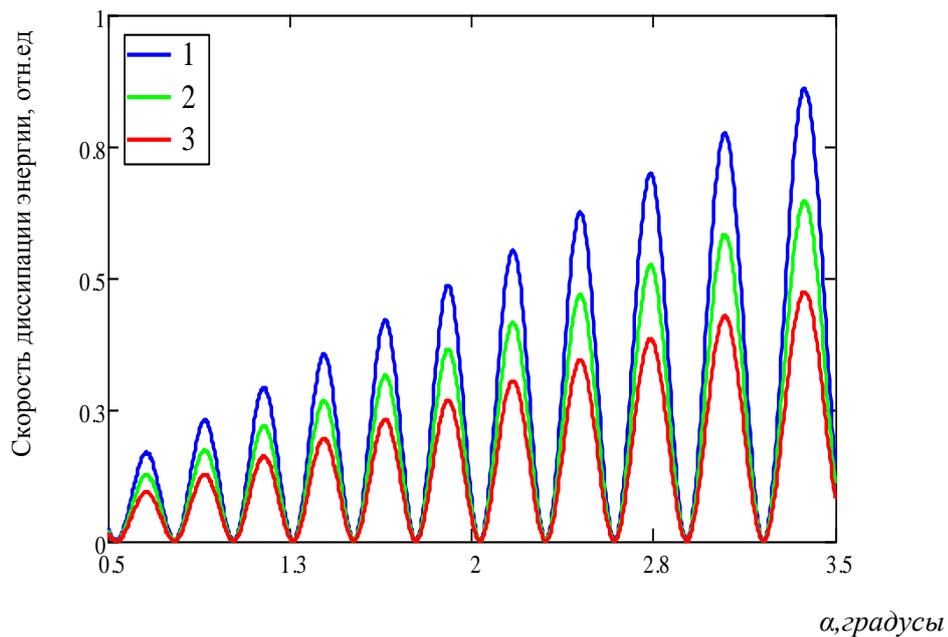


Рисунок 3 – Зависимость скорости диссипации энергии ТЕ-моды БСП от угла конусности (1 – $\varepsilon_1'' = 1 \cdot 10^{-2}$, 2 – $\varepsilon_1'' = 0,5 \cdot 10^{-2}$, 3 – $\varepsilon_1'' = 1 \cdot 10^{-3}$)

Как следует из рисунка 4, функциональная зависимость $Q^{TE} = f(\varepsilon_1'')$ является прямо пропорциональной, причем угол наклона прямой к оси абсцисс определяется параметром $x = d_1/D$, задающим соотношение толщин компонент сверхрешетки. Точка пересечения кривых для разных x определяет то значение мнимой части для электрической проницаемости, отвечающей за поглощение в первом слое образца, при котором диссипация энергии ТЕ-моды для трех различных образцов совпадает. Данное обстоятельство необходимо иметь в виду при разработке методов контроля над геометрическими параметрами сверхрешетки в процессе ее изготовления.

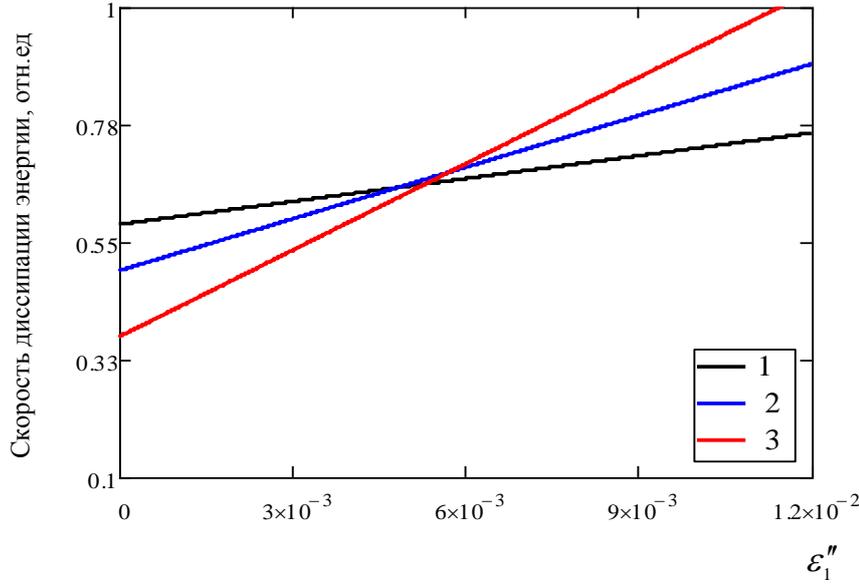


Рисунок 4 – Зависимость скорости диссипации энергии Q^{TE} ТЕ-моды БСП от ε_1''

Расчет амплитуды фотоакустического сигнала выполним для случая регистрации отклика газомикрофонным методом (рисунок 1). Решения системы уравнений теплопроводности с учетом выражения для скорости диссипации энергии (4) будет иметь следующий вид

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\beta_j} \frac{\partial T}{\partial t} = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq l_g, \\ -\frac{Q^{TE}}{2k_s} (1 + e^{i\Omega t}), & -l \leq z \leq 0, \\ 0, & -l - l_b \leq z \leq -l, \end{cases} \quad (5)$$

$$\Theta^{TE} = \frac{(L - G)(b - 1)e^{\sigma_s l} - (L + G)(b + 1)e^{-\sigma_s l} + 2H}{(b + 1)(g + 1)e^{\sigma_s l} - (b - 1)(g - 1)e^{-\sigma_s l}}, \quad (6)$$

где комплексная температура на границе гиротропная сверхрешетка-детекторный газ, $L \pm G = k_0(r_0 \pm 1)$, $r_0 = (1 - i)\alpha_0 / 2\alpha_s$, $H = 2h_0(b - r_0)e^{-\alpha_0 l}$,

$$h_0 = \frac{A}{\alpha_0^2 - \sigma_s^2}, \quad \sigma_s = (1 + i)a_s, \quad a_s = \sqrt{\Omega / 2\beta_s}, \quad \alpha_0 = 2[x\varepsilon_1'' + (1 - x)\varepsilon_2''],$$

$$A_0 = \frac{\omega J_0}{2\pi} \left| \langle \varepsilon \rangle \right| \text{Im} \langle \varepsilon \rangle \left[\begin{array}{l} \frac{m}{\rho k_0 \sqrt{\langle \varepsilon \rangle} \sin \alpha} J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) + \\ + \frac{2mk_0 k_0' \text{Re} \langle \varepsilon \rangle \text{Im} \langle \gamma \rangle}{\rho k_0^3 \langle \varepsilon \rangle^3 \sin^3 \alpha} J_m(q\rho) J_m'(q\rho) \end{array} \right], \quad \text{остальные}$$

обозначения стандартные и соответствуют принятым в работе [10].

Анализ зависимости амплитуды фотоакустического сигнала как функции радиальной координаты ρ (рисунок 5) для разных относительных толщин сверхрешеток x показывает, что величина сигнала синфазно осциллирует спадая по экспоненте с возрастанием ρ . Соотношения толщин компонент исследуемых образцов сказываются только на глубине модуляции сигнала, определяемой значениями функций Бесселя.

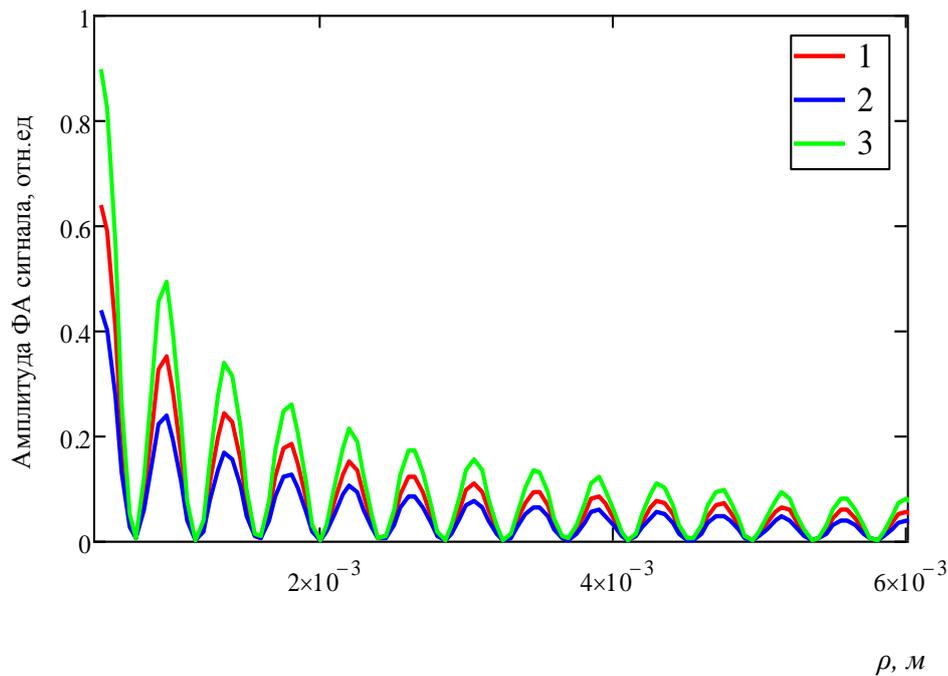


Рисунок 5 – Зависимость ФА сигнала от радиальной координаты для разных относительных толщин x (1 – $x = 0,2$; 2 – $x = 0,4$; 3 – $x = 0,6$)

Изменение амплитуды фотоакустического сигнала в зависимости от мнимой части $\varepsilon_1'' = \text{Im} \varepsilon_1$, при различных x , имеет нелинейный характер (рисунок 6) в отличие от диссипационной зависимости (сравни с рисунком 4).

Точка пересечения графиков для разных x соответствует тому значению ε_1'' , для которого величина результирующего фотоакустического сигнала является постоянной. Таким образом, экспериментальное измерение амплитуды фотоакустического сигнала для различно изготовленных образцов позволяет определить на основании функциональной зависимости $f(\varepsilon_1'')$ параметр мнимой части диэлектрической проницаемости ε_1'' , отвечающий за поглощающую способность сверхрешетки.

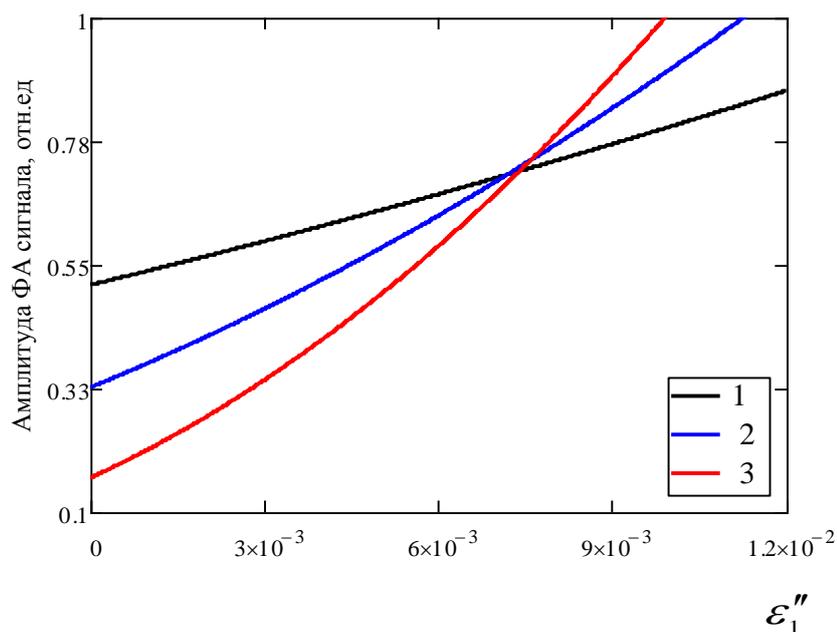


Рисунок 6 – Зависимость амплитуды фотоакустического сигнала от ε_1''

Заключение

В заключение отметим, что в работе исследовано фотоакустическое преобразование в низкоразмерных структурах, таких как естественно-гиротропные сверхрешетки для случая регистрации результирующего сигнала методом газомикрофонной ячейки

На основе проведенного анализа выявлена возможность управления термооптической генерацией звука, возбуждаемого световыми пучками с бесселевым профилем распределения интенсивности. Управление амплитудой и распределением интенсивности термоупругих полей в гиروتропных сверхрешетках достигается путем формирования требуемых мод бесселевых световых пучков, за счет использования аксиконов с регулируемым углом конусности.

Литература

1. Оптические свойства сверхрешетки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/(\text{Bi}_{0.92}, \text{Nd}_{0.02})\text{FeO}_3$ / В.Б. Широков [и др.] // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – Вып. 4. – С. 104–108.
2. Елисеева, С.В. Дефектные моды и магнитооптическая активность одномерного фотонного кристалла / С.В. Елисеева, Д.И.Семенцов // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 139. – № 2. – С. 235–240.

3. Макаров, Д.Г. Многослойные структуры с управляемыми магнитным полем оптическими характеристиками / Д.Г. Макаров, В.В. Данилов, В.Ф. Коваленко // *Опт. и спектроскоп.* – 2004. – Т. 97. – № 4. – С. 624–628.
4. Малышев, К.В. Терагерцовый лазер на квазипериодических AlGaAs-сверхрешетках / К.В. Малышев // *Квант. электр.* – 2013. – Т. 43. – № 6. – С. 503–508.
5. Полупроводниковая сверхрешетка – твердотельный терагерцовый гетеродинный источник для электронно-разогреваемого NbN-смесителя / И.В. Пентин [и др.] // *ЖТФ.* – 2012. – Т. 82. – Вып. 7. – С. 75–78.
6. Семченко, И.В. Гиротропные свойства сверхрешеток в длинноволновом приближении / И.В. Семченко // *Кристаллография.* – 1990. – Т. 35. – № 5. – С. 1047–1050.
7. Гайшун, В.Е. Гиротропные свойства сверхрешеток с магнитной структурой в длинноволновом приближении / В.Е. Гайшун, И.В. Семченко, А.Н. Сердюков // *Кристаллография.* – 1993. – Т. 38. – № 3. – С. 24–27.
8. Румянцев, В.В. Оптическая активность неидеальных 1D-сверхрешеток с вакансиями в примесных слоях / В.В. Румянцев, С.А. Федоров, М.В. Проскуренко // *ЖТФ.* – 2014. – Т. 84. – Вып. 10. – С. 79–82.
9. Rosenzweig, A. Photoacoustic and photoacoustics spectroscopy / A. Rosenzweig. – N.-Y., 1980. – 309 p.
10. Mityurich, G.S. Modern photoacoustic spectroscopy problems. Theory and experiment. / G.S. Mityurich, J. Motylewski, J. Rahachowski. – IPPT Polish Academy of Science, Warszawa, 1993. – № 41. – 164 p.
11. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск: Наука и техника, 1976. – 456 с.
12. Durnin, J. Exact solution for nondiffraction beams / J. Durnin // *JOSA.* – 1987. – Vol. 4. – № 4. – P. 651–654.
13. Белый, В.Н. Преобразования частоты бесселевых световых пучков нелинейными кристаллами / В.Н. Белый, Н.С. Казак, Н.А. Хило // *Квант. электр.* – 2000. – Т. 30. – № 9. – С. 753–766.
14. Пятницкий, Л.Н. Волновые бесселевы пучки / Л.Н. Пятницкий. – М.: Физматлит, 2012. – 407 с.
15. Митюрин, Г.С. Термооптическое возбуждение звука бесселевыми световыми пучками в кристаллических средах с внутренними напряжениями / Г.С. Митюрин, А.Н. Сердюков // *Кристаллография.* – 2011. – Т. 56. – № 3. – С. 392–397.

А.А. Рыжевич, Н.А. Хило

ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси»,
Беларусь

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ С ДИСЛОКАЦИЕЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Введение

В последние годы в лаборатории оптической диагностики Института физики НАН Беларуси проводились исследования методов формирования и преобразования световых пучков с винтовыми дислокациями волнового фронта (ВДВФ) различных порядков [1-3]. В [1-2] описаны методы формирования бесселевых световых пучков первого и второго порядков (БСП₁ и БСП₂ соответственно), а в [3] исследован метод формирования одно- и многокольцевых световых пучков, имеющих ВДВФ первого порядка (ВДВФ₁). В [4] проведено детальное исследование закономерностей генерации второй гармоники (ГВГ) бесселевыми световыми пучками нулевого порядка (БСП₀), однако наличие ВДВФ₁ в световых пучках основной частоты обуславливает возникновение особенностей в пучках второй гармоники, которые и стали объектом исследования в данной работе.

1. Формирование пучков основной частоты

В экспериментальной установке использовался Nd:YAG – лазер, генерирующий на длине волны 1,064 мкм гауссов световой пучок диаметром 4 мм с расходимостью 8 мрад и энергией 4 мДж в импульсе длительностью 5 нс. С помощью оптической схемы на основе двуосного кристалла, описанной в [3], данный пучок преобразовывался в однокольцевой лаггер-гауссов пучок первого порядка (ЛГП₁) (рисунок 1), либо в двухкольцевой световой пучок (ДКСП), также содержащий ВДВФ₁ (рисунок 2). Из ЛГП₁ мог быть сформирован как обычный, так и расходящийся БСП₁ (оба имеют в поперечном сечении распределение интенсивности, показанное на рисунке 3). Все упомянутые световые пучки с ВДВФ₁ (рисунки 1-3) были использованы нами в качестве пучков основной частоты для ГВГ в кристалле КТР толщиной 3 мм в режиме *oe-e* взаимодействия. Кристалл был ориентирован в XY-плоскости под углом 23° к оси X в направлении коллинеарного синхронизма типа

II для гауссовых пучков. Поскольку нами использовались световые пучки с малой расходимостью и конусностью, в кристалле для них выполнялось также условие векторного синхронизма (в конусе направлений с углом при вершине 2°).

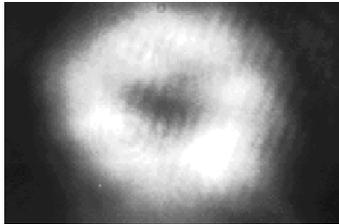


Рисунок 1 – ЛГП₁

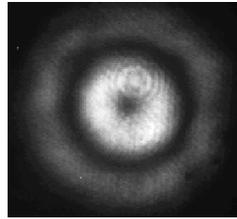


Рисунок 2 – ДКСП с ВДВФ₁

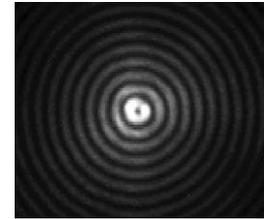


Рисунок 3 – БСП₁

2. Распределение интенсивности в пучках второй гармоники

Все использовавшиеся схемы для удвоения частоты приведены на рисунке 4. В первой схеме ЛГП с расходимостью 8 мрад направлялся непосредственно на нелинейный кристалл КТР (рисунок 4(а)).

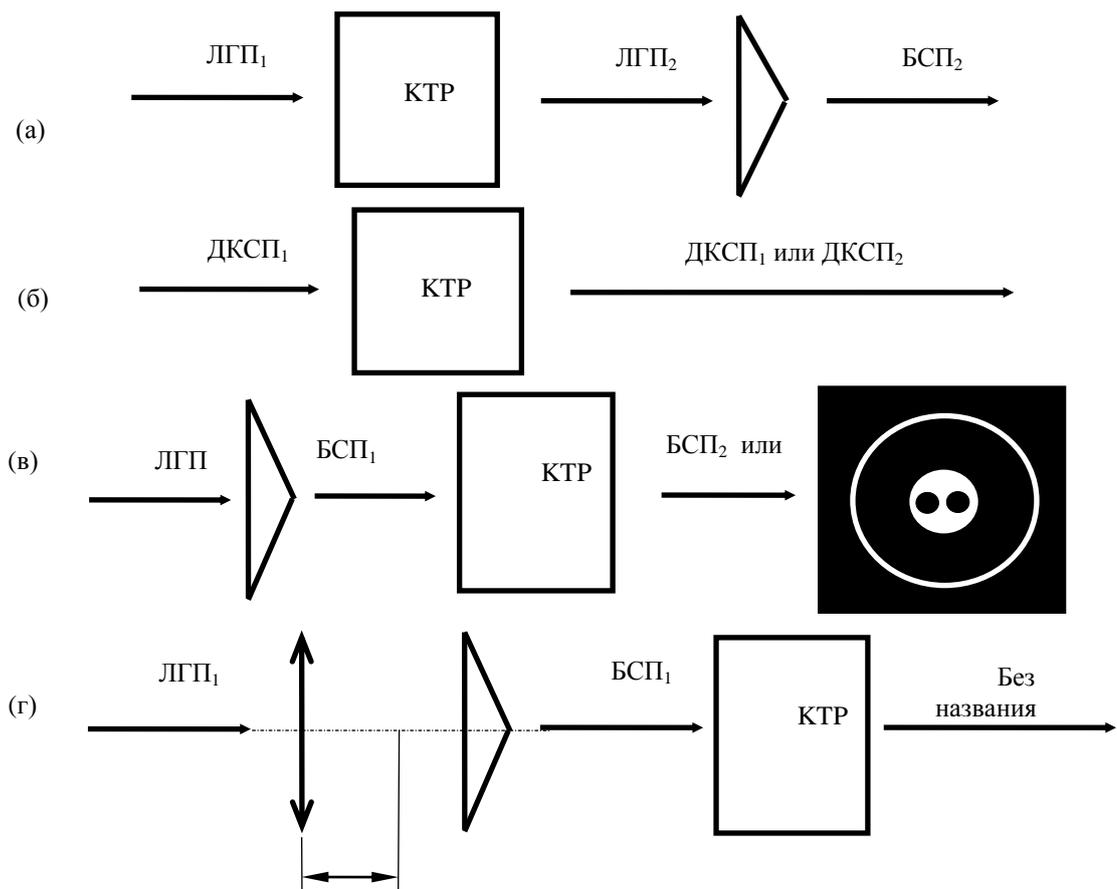


Рисунок 4 – ГВГ различными пучками основной частоты (а – ЛГП₁, б – ДКСП₁, в – БСП₁, г – расходящийся БСП₁)

Результатом ГВГ был однокольцевой пучок с ВДВФ второго порядка (ВДВФ₂) (рисунок 5), из которого с помощью аксикона (угол при основании конуса ~2,5°) был сформирован БСП₂ с ВДВФ₂, показанный на рисунке 6.

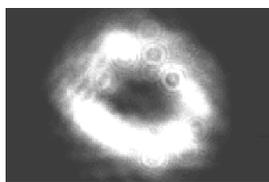


Рисунок 5 – Однокольцевой пучок с ВДВФ₂

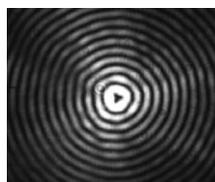


Рисунок 6 – БСП₂

Результат ГВГ сфокусированным ДКСП с ВДВФ₁ (рисунок 4(б)) зависел от степени фокусировки пучка основной частоты. При ГВГ расходящимся ДКСП на расстоянии 20 см за фокусом линзы удвоение порядка ВДВФ не происходит (рисунок 7). Возможной причиной такого необычного поведения порядка дислокации может быть включение в НЛ процесс продольной компоненты светового поля, которая не имеет фазовой дислокации и максимальна на релеевском расстоянии от линзы.

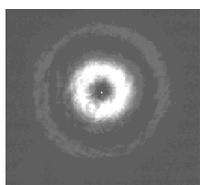


Рисунок 7 – Вторая гармоника расходящегося ДКСП с ВДВФ₁

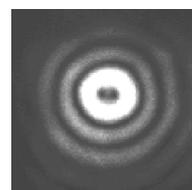
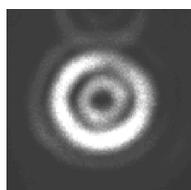


Рисунок 8 – Вторая гармоника сфокусированного ДКСП₁, имеющая:
а – нормальную ВДВФ₂;
б – распавшуюся на две ВДВФ₁

Если нелинейный кристалл помещался вблизи фокуса линзы, которой фокусировался ДКСП основной частоты, в результате ГВГ происходило удвоение порядка ВДВФ (рисунок 8(а)), которая в некоторых случаях может распадаться на две ВДВФ₁ (рисунок 8 (б)).

В третьей схеме (рисунок 4(в)) ГВГ производилась БСП₁. Для ГВГ кристалл КТР был установлен на расстоянии 30 мм от аксикона. Результат ГВГ с применением обычного БСП₁ (рисунок 9 (а)) похож на результат ГВГ бесселевым световым пучком нулевого порядка [4] с той разницей, что кольцевой и центральный пучки второй гармоники в первом случае обладают ВДВФ₂. При искажении БСП₁

основной частоты ВДВФ₂ на оси пучка распадается на две ВДВФ₁ (рисунок 9 (б)). В четвертой схеме (рисунок 4(г)) с использованием линзы с фокусным расстоянием $f=16$ см аксиконом формируется расходящийся БСП₁.

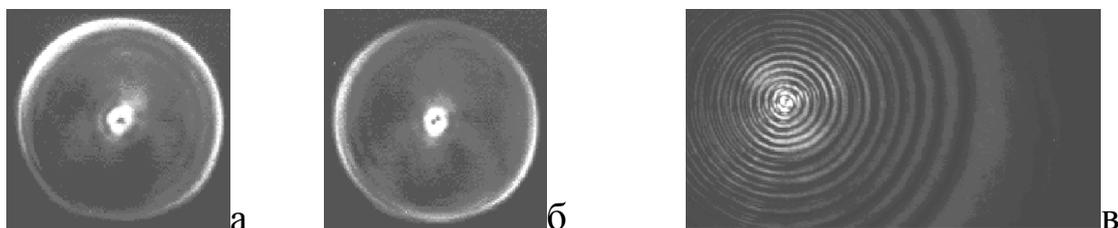


Рисунок 9 – Результат ГВГ с применением БСП₁:
а – обычного, б – искаженного, в – расходящегося

Угол конусности такого пучка уменьшается с расстоянием. Результат ГВГ расходящимся БСП₁ показан на рисунке 9(в). Многокольцевая структура пучка второй гармоники в данном случае объясняется, по-видимому, широким диапазоном конусности, укладываемым в угловую ширину синхронизма КТР и интерференцией в пучке второй гармоники, а наличие винтовой дислокации объясняет скачкообразные переходы минимумов в максимумы в центре пучка.

Заключение

Экспериментальные исследования взаимодействия различных видов световых пучков, содержащих ВДВФ₁, с нелинейным кристаллом КТР показали, что фазовая конфигурация и распределение интенсивности излучения второй гармоники зависит от расходимости и степени фокусировки пучка основной частоты в на входе в нелинейный кристалл. Пучки второй гармоники сфокусированного на кристалл однокольцевого светового пучка с ВДВФ₁, ДКСП с ВДВФ₁ и параксиального БСП₁ содержат ВДВФ₂. ВДВФ₂ во всех случаях неустойчива и подвержена распаду на две ВДВФ₁ даже при незначительных с точки зрения аксиальной симметрии искажениях пучка основной частоты.

Литература

1. Хило, Н.А. Преобразование порядка бесселевых световых пучков в одноосных кристаллах / Н.А. Хило, А.А. Рыжевич, Е.С.Петрова // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – №1. – С. 85–89.

2. Казак, Н.С. Формирование бесселевых световых пучков в условиях внутренней конической рефракции / Н.С. Казак, Н.А. Хило, А.А. Рыжевич // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29. – № 2 – С. 184–188.

3. Казак, Н.С. Формирование и преобразование небесселевых многокольцевых световых пучков / Н.С. Казак, Е.Г. Катранжи, А.А.Рыжевич // ЖПС. – 2002. – Т. 69. – № 2. – С. 242–247.

4. Belyi, V.N. Frequency conversion of Bessel light beams in nonlinear crystals / V.N. Belyi, N.S. Kazak, N.A. Khilo // Quantum electronics. – 2000. – Vol. 30. – № 9. – P. 753–766.

**И.В. Семченко¹, С.А. Хахомов¹, А.Л. Самофалов¹,
В.С. Асадчий^{1,2}, И.А. Фаняев¹,
Е.В. Наумова³, В.Я. Принц³, С.В. Голод³**

**¹УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь,**

²Университет Аалто, Финляндия,

**³Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова
СО РАН, Россия**

РАЗРАБОТКА КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПЛОСКОЙ «ЛИНЗЫ» В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА ОСНОВЕ СПИРАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОПТИМАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Введение

Метаматериал представляет собой массив искусственных элементов-резонаторов с размерами, малыми по сравнению с длиной волны электромагнитного излучения. Такой массив воспринимается излучением как сплошная электромагнитная среда. От известных электромагнитных материалов метаматериалы отличаются беспрецедентной вариативностью формирования электромагнитных свойств и возможностью управления электромагнитным излучением. Были созданы метаматериалы с отрицательным показателем преломления, высокочастотные магнетики, киральные метаматериалы, неотражающие метаматериалы и др. [1]. Исследования в области метаматериалов приводят к получению

новых знаний о процессах распространения электромагнитного излучения в средах, электромагнитные свойства которых значительно отличаются от свойств сред, существующих в природе.

1. Расчет геометрической конфигурации, ориентации и позиционирования спиралей

При создании плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне на основе оптимальных спиральных элементов возможна компенсация киральности образца за счет нескольких чередующихся слоев правых и левых спиралей. Такая конструкция линзы приводит к фокусировке лучей в одной точке лишь при показателе преломления одной собственной волны $n_- = -1$, однако при этом изображение получается внутри линзы. Для случая, когда показатель преломления одной моды удовлетворяет неравенству $-1 < n_- < 0$, изображение получается за линзой, но оно является расфокусированным.

Следовательно, при разработке плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне на основе оптимальных спиральных элементов предпочтительнее добиваться компенсации киральности другим

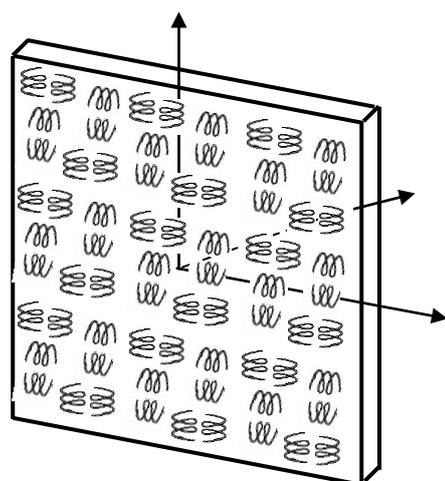


Рисунок 1 –
Схематическое изображение
искусственного образца с
компенсированной
киральностью

способом – не путем чередования киральных слоев, а созданием образца на основе оптимальных парных спиралей, правых и левых, это обеспечит компенсацию киральности в образце в целом (рисунок 1). Такой образец является изотропным в направлениях осей ox и oy , он состоит из оптимальных спиралей, для которых магнитная поляризуемость равна электрической поляризуемости.

Спирали оптимальной формы могут содержать один или несколько витков. При переходе от одновитковых к двухвитковым спиральям, при неизменности

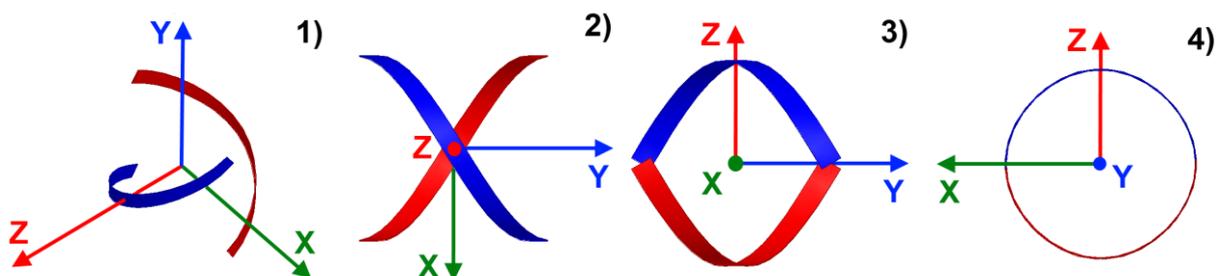
условия главного частотного резонанса $L = \frac{\lambda}{2}$, изменяются угол подъема, радиус и шаг спирали. В случае использования двухвитковых спиралей, за счет уменьшения диаметра, становится возможным увеличение концентрации спиралей в образце, что может

являться существенным фактором для достижения отрицательных значений показателя преломления.

Равенство магнитной и электрической поляризуемостей обеспечивает равенство проницаемостей ϵ_r и μ_r для образца в целом в некотором диапазоне частот, это позволит исключить отражение волн на границах образца, т.к. его импеданс будет близок к волновому импедансу свободного пространства.

Отрицательное значение показателя преломления может быть достигнуто за счет дисперсии проницаемостей ϵ_r и μ_r метаматериала вблизи резонансной частоты.

Расчет показал, что необходимая концентрация одновитковых и двухвитковых спиралей для создания среды с отрицательным показателем преломления является достаточно большой, поэтому для уменьшения концентрации включений необходимо создать более восприимчивый элемент структуры. Таким элементом является полувитковой отрезок двойной ДНК-подобной спирали [2-4] (рисунок 2).



- 1) трехмерное изображение в случае вертикальной оси спирали;
- 2) проекция на плоскость XOY ; 3) проекция на плоскость ZOY ;
- 4) проекция на плоскость XOZ

Рисунок 2 – Различная ориентация отрезка двойной ДНК-подобной спирали в пространстве (ось OX направлена вдоль оси спирали)

Необходимо, чтобы длина полувитка удовлетворяла условию главного частотного резонанса $L = \frac{\lambda}{2}$. Кроме того, спиральный элемент должен проявлять одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства. Для этого необходимо, чтобы для отрезка ДНК-подобной спирали были равны осевые компоненты всех трёх поляризуемостей: диэлектрической, магнитной и киральной. Ранее, с помощью приближённых теоретических расчётов, нами было показано, что это условие может быть достигнуто при угле подъёма

спирали, равном 24,5 градуса относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали. Более точный результат можно получить, оптимизируя параметры спирали путём компьютерного моделирования.

Оптимальные параметры отрезка ДНК-подобной спирали, проявляющего резонансные свойства в терагерцовом диапазоне, являются следующими:

$$N_B=0,5; \alpha=30,42^\circ; r=18,7 \text{ мкм}; h=69 \text{ мкм}; a=4 \text{ мкм}; b=0,2 \text{ мкм},$$

здесь N_B – число витков спирали, α – угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, r – радиус витка, h – шаг спирали, a – ширина сечения полоски, b – высота сечения полоски.

При помощи компьютерного моделирования, с учетом оптимальных параметров ДНК-подобной спирали рассчитаны осевые компоненты тензоров поляризуемостей. На рисунке 3 приведены графики частотной зависимости осевых компонент диэлектрической, магнитной и киральной поляризуемостей ДНК-подобной спирали.

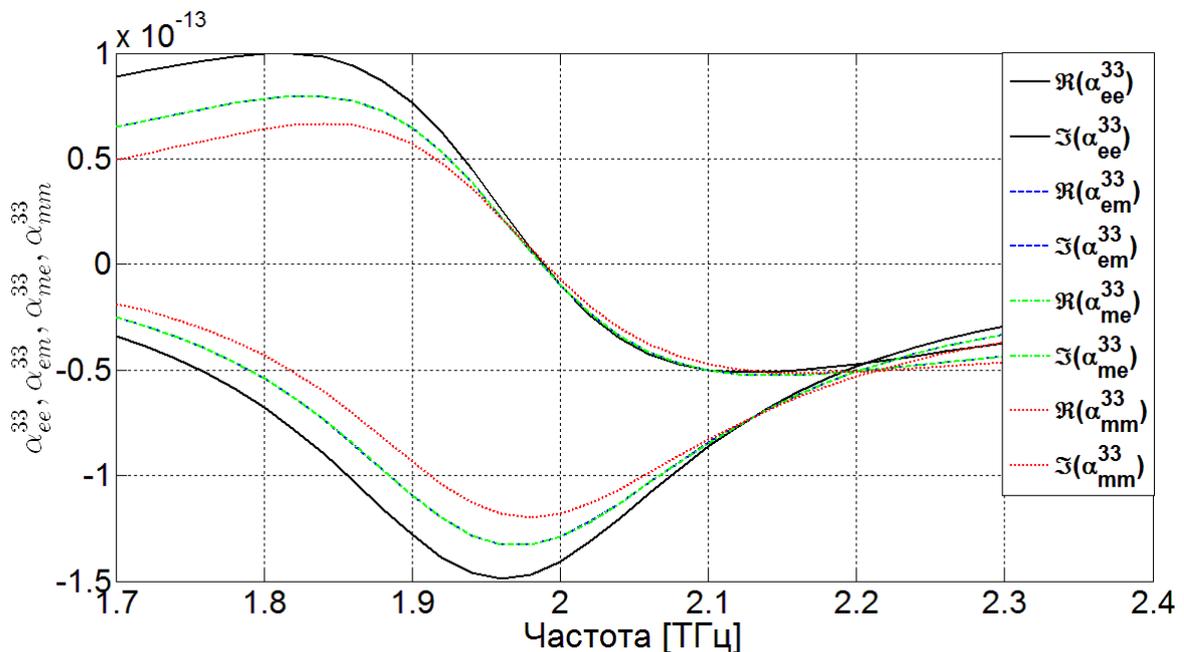


Рисунок 3 – Графики зависимости осевых компонент тензоров поляризуемостей отрезка ДНК-подобной спирали от частоты

Графики показывают, что для отрезка ДНК-подобной спирали с найденными оптимальными параметрами осевые компоненты диэлектрической, магнитной и киральной поляризуемостей

приблизительно равны вблизи резонансной частоты. При этом равенство всех трёх поляризуемостей выполняется как для их действительных, так и для мнимых частей. Следовательно, оптимальный угол подъёма спирали, определённый путём компьютерного моделирования, близок к 30 градусам.

Для образца с компенсированной киральностью, созданного на основе отрезков правых и левых двойных ДНК-подобных спиралей, могут быть достигнуты отрицательные значения показателя преломления n при следующих концентрациях спиральных элементов N_h :

$$\begin{array}{lll} n = -1 & \text{при} & N_h = 2,82 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}; \\ n = -2 & \text{при} & N_h = 4,22 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}; \\ n = -3 & \text{при} & N_h = 5,62 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}. \end{array}$$

Здесь приведены значения суммарной концентрации спиральных элементов, имеющих правостороннее и левостороннее закручивание, оси которых направлены вдоль оси OX . Такое же количество спиралей должны иметь ориентацию осей в перпендикулярном направлении, вдоль оси OY .

Вычисленные концентрации ДНК-подобных спиралей существенно меньше значений, которые необходимы для образца с отрицательным преломлением терагерцовых волн, созданного на основе одновитковых или двухвитковых спиралей. Поэтому использование ДНК-подобных спиралей в качестве элементов метаматериала является более предпочтительным, так как позволяет создавать образцы с меньшей объёмной плотностью элементов, что упрощает технологию изготовления метаматериала.

Литература

1. Sarychev, A.K. *Electrodynamics of Metamaterials* / A.K.Sarychev, V.M. Shalaev. – World Scientific Publishing Company, 2007. – 247 p.
2. Семченко, И.В. Поляризационная селективность взаимодействия молекулы ДНК с рентгеновским излучением / И.В.Семченко, С.А. Хахомов, А. П. Балмаков // Биофизика. – 2010. – Т. 55. – № 2. – С. 227–232.
3. Advantages of metamaterials based on double-stranded DNA-like helices / S.A. Khakhomov [et al.] // 6 International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012, 17th-22nd September, St. Petersburg, Russia, Proceedings. – P. 309–311.

4. Microwave circular polarizer based on bifilar helical particles / I.V. Semchenko [et al.] // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – № 1 (14). – С. 7–12.

А.Б. Сотский, С.О. Парашков, И.С. Дзен, А.Н. Василенко

**УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Беларусь**

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОГО СКИН-ЭФФЕКТА

Ныне при оптической диагностике металлических пленок широко используется подход, в котором металл описывается комплексной диэлектрической проницаемостью. Его истоком является классическая модель Друде-Зинера (или модель нормального скин-эффекта), которая основана на допущении о пространственно-локальной связи между плотностью тока свободных электронов \mathbf{j} и напряженностью электрического поля \mathbf{E} . Но, как известно, такое допущение может быть корректным при условии, что средняя длина свободного пробега электрона много больше толщины скин-слоя [1]. Последнее условие может нарушаться в видимом и ультрафиолетовом диапазонах длин волн [1]. Кроме того, металлические пленки, используемые в микроэлектронике и оптике, часто имеют толщины, значительно меньшие, чем длина свободного пробега электрона в металле. В этом случае допущение о локальной связи между \mathbf{j} и \mathbf{E} в пределах пленки также выглядит проблематичным. Отмеченные недостатки проявляются при решении обратных оптических задач спектрофотометрии и эллипсометрии металлических пленок в виде зависимостей восстанавливаемой комплексной диэлектрической проницаемости от угла падения излучения на пленку и от толщины пленки [1, 2].

Более корректное описание взаимодействия света металлом, учитывающее нелокальность связи векторов \mathbf{j} и \mathbf{E} возможно в рамках теории аномального скин-эффекта [1]. До настоящего времени эта теория рассматривалась в случае нормального падения света на полугораниченный металл. Вместе с тем, полученное в ней аналитическое решение интегро-дифференциального уравнения для

напряженности электрического поля теряет применимость в случае наклонного падения света. Это решение не применимо и при рассмотрении металлических пленок конечной толщины.

В настоящей работе представлено развитие теории аномального скин-эффекта применительно к задаче отражения наклонно падающего света ТЕ поляризации от металлической пленки конечной толщины. Как и в [1], движение электронов в металле описывается полуклассическим кинетическим уравнением Больцмана, записанным в приближении времени релаксации. Рассмотрение этого уравнения совместно с уравнениями Максвелла позволяет сформулировать интегральное уравнение относительно напряженности электрического поля в пленке. Последнее уравнение содержит малый параметр v_0/c , (v_0 – скорость электрона на поверхности Ферми, c – скорость света) и допускает решение методом возмущений. Классическая теория нормального скин-эффекта имеет место в нулевом порядке теории возмущений, а аномальный скин-эффект реализуется в ее первом порядке. Этот результат не зависит от толщины металлической пленки. Получено аналитическое выражение для комплексного коэффициента отражения света от пленки, учитывающее аномальный скин-эффект.

Пусть металлическая пленка толщины d находится между двумя диэлектрическими средами с относительными диэлектрическими проницаемостями ε_a ($y > 0$) и ε_s ($y < -d$). Монохроматическая плоская ТЕ волна с зависимостью от времени и координаты z вида $\exp(i\omega t - i\beta z)$ (далее этот множитель будет опускаться) падает на пленку из области $y > 0$. Ось однородности – Ox .

Оптическое поле вне пленки может быть рассчитано по формулам

$$E_x = A_a \exp(ik_y^{(a)} y) + B_a \exp(-ik_y^{(a)} y) \quad (y \geq 0), \quad (1)$$

$$E_x = S \exp[ik_y^{(s)}(y + d)] \quad (y \leq -d), \quad (2)$$

где A_a , B_a , S – некоторые постоянные, $k_y^{(a),(s)} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{a,s} - \beta^2}$. В пленке имеет место интегро-дифференциальное уравнение

$$\nabla_y^2 E_x + [k_0^2(\varepsilon + \Delta\varepsilon) - \beta^2] E_x = i\omega\mu_0 j_x(y) + k_0^2 \Delta\varepsilon E_x. \quad (3)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$, ε – комплексная диэлектрическая проницаемость ионного остова металла, учитывающая внутренний фотоэффект [1],

$\Delta\varepsilon$ – некоторая константа, выбор которой пояснен ниже, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Компонента плотности тока $j_x(y)$ находится в результате решения уравнения Больцмана в приближении диффузного отражения электронов от границ металлической пленки [1] и имеет вид

$$j_x(y) = \int_{-d}^0 G(y-y')E_x(y')dy', \quad (4)$$

где

$$G(y-y') = \frac{4me^2\mu}{h^3} \int_0^{2\pi} d\varphi \sin^2 \varphi \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} \exp(-\alpha|y-y'|), \quad (5)$$

$$\alpha = [i\tau(\omega - \beta v_0 \sin \theta \cos \varphi) + 1](\tau v_0 \cos \theta)^{-1},$$

m и e – масса и заряд электрона, μ – химический потенциал вырожденного ферми-газа, h – постоянная Планка, τ – среднее время свободного пробега электрона, θ и φ – углы сферической системы координат в пространстве скорости электрона.

Решая (3) как неоднородное дифференциальное уравнение, учитывая (4), (5) и опуская малые порядка $O[(v_0/c)^2]$, приходим к интегральному уравнению

$$E_x(y) = E_x^{(n)}(y) + E_x^{(a)}(y) + \Delta E_x(y), \quad (6)$$

где

$$E_x^{(n)}(y) = A \exp(ik_y y) + B \exp(-ik_y y), \quad (7)$$

$$E_x^{(a)}(y) = \frac{3\Delta k_e^2 \tau v_0}{4\pi(1+i\omega\tau)} \int_{-d}^0 \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\sin^2 \varphi \sin^3 \theta}{\cos \theta \exp(\alpha|y-y'|)} \right] E_x(y') dy', \quad (8)$$

$$\Delta E_x(y) = \frac{\Delta k^2 - \Delta k_e^2}{2ik_y} \int_{-d}^0 \exp(ik_y |y-y'|) E_x(y') dy',$$

A , B – константы, определяемые из условий непрерывности E_x и $\nabla_y E_x$ на границах металлической пленки, $k_y = \sqrt{k_0^2(\varepsilon + \Delta\varepsilon) - \beta^2}$, $\Delta k^2 = k_0^2 \Delta\varepsilon$, $\Delta k_e^2 = -i\omega\mu_0\sigma(1+i\omega\tau)^{-1}$, $\sigma = 16me^2\pi\mu_0\tau(3h^3)^{-1}$ – статическая проводимость металла.

Выберем произвольную константу $\Delta\varepsilon$ из условия $\Delta k^2 = \Delta k_e^2$. В этом случае получим $\Delta E_x(y) \equiv 0$, а член $E_x^{(n)}(y)$ в (6) будет описывать оптическое поле в пленке с комплексной диэлектрической

проницаемостью $\varepsilon_n = \varepsilon + k_0^{-2} \Delta k_e^2$, фигурирующей в теории нормального скин-эффекта. Член $E_x^{(a)}(y)$, отвечающий за аномальный скин-эффект, имеет порядок $O(v_0/c)$. Это позволяет решать уравнение (6) методом возмущений. В нулевом приближении соответствующее решение будет описывать нормальный скин-эффект, причем критерием практической применимости этого приближения является неравенство $v_0/c \ll 1$ вне зависимости от толщины металлической пленки. Аномальный скин-эффект учитывается в первом борновском приближении. В нем оптическое поле в пленке определяется выражениями (6), (7), в которых $\Delta E_x(y) \equiv 0$, $k_y = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_n - \beta^2}$ и выражением (8), где

$$E_x(y') = A \exp(ik_y y') + B \exp(-ik_y y').$$

Константы A и B , фигурирующие в полученном решении и коэффициент отражения света от металлической пленки $R = B_a / A_a$ находим, учитывая (1) и (2) и потребовав непрерывности E_x и $\nabla_y E_x$ при $y = 0$ и $y = -d$:

$$B = DA,$$

$$A = \frac{2A_a k_y^{(a)}}{k_y + k_y^{(a)} + k_y^{(a)} \psi(k_y) + i\psi'(k_y) + D[k_y^{(a)} - k_y + k_y^{(a)} \psi(-k_y) + i\psi'(-k_y)]},$$

$$R = \frac{k_y^{(a)} - k_y + k_y^{(a)} \psi(k_y) - i\psi'(k_y) + D[k_y^{(a)} + k_y + k_y^{(a)} \psi(-k_y) - i\psi'(-k_y)]}{k_y^{(a)} + k_y + k_y^{(a)} \psi(k_y) + i\psi'(k_y) + D[k_y^{(a)} - k_y + k_y^{(a)} \psi(-k_y) + i\psi'(-k_y)]},$$

где

$$D = \exp(-2ik_y d) \frac{k_y - k_y^{(s)} - i\psi'(-k_y) - k_y^{(s)} \psi(-k_y)}{k_y + k_y^{(s)} + i\psi'(k_y) + k_y^{(s)} \psi(k_y)},$$

$$\psi(k_y) = \frac{3\Delta k_e^2 \tau v_0}{2\pi(1+i\omega\tau)} \int_0^\pi \sin^2 \varphi \left[\int_0^{\pi/2} \frac{\sin^3 \theta \cos \theta [1 - \exp(-(ik_y + \alpha)d)]}{ik_y + \alpha} d\theta \right] d\varphi,$$

$$\psi'(k_y) = \frac{3\Delta k_e^2 \tau v_0}{2\pi(1+i\omega\tau)} \int_0^\pi \sin^2 \varphi \left[\int_0^{\pi/2} \frac{\alpha \sin^3 \theta \cos \theta [1 - \exp(-(ik_y + \alpha)d)]}{ik_y + \alpha} d\theta \right] d\varphi.$$

Двойные интегралы в полученных выражениях сходятся равномерно относительно параметра β , определяющего угол падения света на пленку и относительно толщины пленки, поэтому их вычисление не вызывает принципиальных затруднений. Заметим, что при $\psi(\pm k_y) = 0$, $\psi'(\pm k_y) = 0$ полученная формула для R согласуется с классическим результатом Друде-Зинера.

На основании полученного решения мы количественно исследовали отражение света от наноразмерной титановой пленки на стеклянной подложке.

Литература

1. Соколов, В.А. Оптические свойства металлов / В.А. Соколов. – М.: ГИФМЛ, 1961. – 464 с.
2. Kangarlou, H. Influence of thickness on optical properties of titanium layers / H. Kangarlou, M.M. Aghgonbad // Оптика и спектроскопия. – 2013. – Т. 115. – № 5. – С. 844–848.

Н.И. Стаськов, С.О. Парашков

**УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Беларусь**

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ДЛЯ ПОГЛОЩАЮЩЕГО СЛОЯ НА ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПОДЛОЖКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ

Одним из наиболее перспективных оптических методов определения всех параметров многослойной структуры считается интерференционная спектрофотометрия отраженного и прошедшего света, по основным уравнениям которой можно аналитически рассчитать оптические и геометрические характеристики. На практике спектры отражения и пропускания измеряют или при постоянном угле падения φ , или при постоянной длине волны λ . Когда оптическая толщина хотя бы одного слоя соизмерима с длиной волны, падающего на структуру света, в спектрах отражательных $R(\varphi, \lambda)$ и пропускательных $T(\varphi, \lambda)$ способностей наблюдаются

максимумы и минимумы. В работе [1] на основании модельных расчетов показано, что в случае пяти толстых диэлектрических слоев интерференционные эффекты приводят к усложнению спектров $R(\varphi)$ и $T(\varphi)$. В работе [2] отмечалось, что даже для двухслойной структуры найти уравнение огибающих очень сложно, а, следовательно, затруднительно аналитически решить обратную задачу спектрофотометрии – определить параметры двух слоев на подложке по измеренным спектрам $R(\varphi, \lambda)$ или $T(\varphi, \lambda)$.

В данной работе на основании метода огибающих спектра $R(\lambda)$ при нормальном падении света из двух сред предложено аналитическое определение параметров поглощающего слоя ($n_1(\lambda)$, $k_1(\lambda)$, d_1) на известной поглощающей подложке ($n_3(\lambda)$, $k_3(\lambda)$) с диэлектрическим слоем ($n_2(\lambda)$, d_2). Эта задача представляет практический интерес для контроля параметров слоя pSi, нанесенного на подложку cSi со слоем оксида кремния SiO₂.

Для численного моделирования спектры ($0,4\mu m \leq \lambda \leq 0,8\mu m$) оптических характеристик материалов слоев и подложки взяты из ПО к спектральному эллипсометру ES-2.

При падении света на слой pSi из воздуха $n_0^*(\lambda)=1$. В другом случае это может быть прозрачная иммерсионная жидкость, например, вода, дисперсионный спектр, которой в видимой области можно описать формулой Коши (λ в μm)

$$n_0^{**}(\lambda)=1,3226+4,1654 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}-2,4851 \cdot 10^{-4} \lambda^{-4}.$$

Выражение для отражательной способности структуры при нормальном падении света имеет вид

$$R(\lambda)=\left| \frac{r_{01}(\lambda)+r_{13}(\lambda)\exp(-i2\delta_1(\lambda))}{1+r_{01}(\lambda)r_{13}(\lambda)\exp(-i2\delta_1(\lambda))} \right|^2, \quad (1)$$

где $r_{01}(\lambda)=\frac{n_0(\lambda)-N_1(\lambda)}{n_0(\lambda)+N_1(\lambda)}$, $r_{12}(\lambda)=\frac{N_1(\lambda)-n_2(\lambda)}{N_1(\lambda)+n_2(\lambda)}$, $r_{23}(\lambda)=\frac{n_2(\lambda)-N_3(\lambda)}{n_2(\lambda)+N_3(\lambda)}$,

$$\delta_1(\lambda)=2\pi d_1\lambda^{-1}N_1(\lambda), \quad \delta_2(\lambda)=2\pi d_2\lambda^{-1}n_2(\lambda),$$

$$r_{13}(\lambda)=\frac{r_{12}(\lambda)+r_{23}(\lambda)\exp(-i2\delta_2(\lambda))}{1+r_{12}(\lambda)r_{23}(\lambda)\exp(-i2\delta_2(\lambda))}.$$

В таком случае легко найти выражения для огибающих максимумов (+) и минимумов (-) спектра $R(\lambda)$ (рисунок 1).

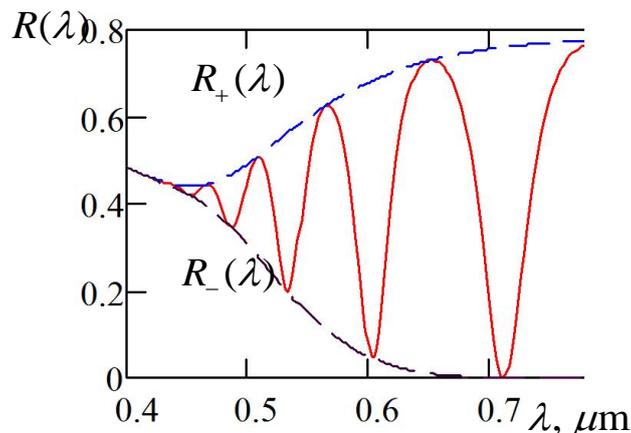


Рисунок 1 – Спектры структуры pSi-SiO₂-cSi при $n_0(\lambda)=1$, $d_1=0,374\mu m$ и $d_2=0,103\mu m$

$$R_{\pm}(\lambda) = \left| \frac{|r_{01}(\lambda)| \pm |r_{13}(\lambda)| \exp(-4\pi\lambda^{-1}k_1(\lambda))}{1 + |r_{01}(\lambda)||r_{13}(\lambda)| \exp(-4\pi\lambda^{-1}k_1(\lambda))} \right|^2. \quad (2)$$

Это в свою очередь позволяет рассчитать отражательную способность $|r_{01}(\lambda)|^2 = R_{01}(\lambda)$ на границе раздела среда $n_0(\lambda)$ – подложка $N_1(\lambda)$

$$R_{01}(\lambda) = \left| \frac{1 + \sqrt{R_+(\lambda)R_-(\lambda)} - \sqrt{(1-R_+(\lambda))(1-R_-(\lambda))}}{\sqrt{R_+(\lambda)} + \sqrt{R_-(\lambda)}} \right|^2 \quad (3)$$

и параметр $[|r_{13}(\lambda)| \exp(-4\pi\lambda^{-1}k_1(\lambda))]^2 = R_{13}(\lambda)$, который характеризует отражение света на границе раздела среда $N_1(\lambda)$ – подложка $N_3(\lambda)$ с диэлектрическим слоем

$$R_{13}(\lambda) = \left| \frac{1 - \sqrt{R_+(\lambda)R_-(\lambda)} - \sqrt{(1-R_+(\lambda))(1-R_-(\lambda))}}{\sqrt{R_+(\lambda)} - \sqrt{R_-(\lambda)}} \right|^2. \quad (4)$$

Таким образом, для аналитического определения оптических функций $n_1(\lambda)$, $k_1(\lambda)$ необходимо: измерить спектры $R^*(\lambda)$ и $R^{**}(\lambda)$

в двух средах $n_0^*(\lambda)$ и $n_0^{**}(\lambda)$; построить соответствующие огибающие $(R_{\pm}^*(\lambda), R_{\pm}^{**}(\lambda))$; по выражению (3) определить отражательные способности $R_{01}^*(\lambda)$ (воздух – среда $N_1(\lambda)$) и $R_{01}^{**}(\lambda)$ (вода – среда $N_1(\lambda)$). После этого находим $n_1(\lambda)$ и $k_1(\lambda)$ первого слоя

$$n_1(\lambda) = \frac{0,5(R_{01}^{**}(\lambda) - 1)(R_{01}^*(\lambda) - 1) \left[(n_{01}^{**}(\lambda))^2 - 1 \right]}{(R_{01}^*(\lambda) + 1)(R_{01}^{**}(\lambda) - 1) - n_{01}^{**}(\lambda)(R_{01}^{**}(\lambda) + 1)(R_{01}^*(\lambda) - 1)},$$

$$k_1(\lambda) = \sqrt{\frac{2n_1(\lambda)(R_{01}^*(\lambda) + 1)}{1 - R_{01}^*(\lambda)} - (n_0^{**}(\lambda))^2 - 1}. \quad (5)$$

Численное моделирование показывает, что спектры огибающих $R_{\pm}^*(\lambda)$ и $R_{\pm}^{**}(\lambda)$ чувствительны к толщине второго слоя. Поэтому, отражательные способности $R_{01}^*(\lambda)$ и $R_{01}^{**}(\lambda)$, определенные по выражению (3), лишь частично совпадают с соответствующими спектрами $|r_{01}^*(\lambda)|^2$ и $|r_{01}^{**}(\lambda)|^2$. Спектры $n_1(\lambda)$ и $k_1(\lambda)$ (рисунок 2) удалось рассчитать по $R_{01}^*(\lambda)$ и $R_{01}^{**}(\lambda)$ лишь в области от $0,4\mu m$ до $0,63\mu m$. Далее необходима замена $R_{01}^*(\lambda)$ на $R_{13}^{**}(\lambda)$ ($0,63\mu m \leq \lambda \leq 0,72\mu m$) и $R_{01}^{**}(\lambda)$ на $R_{13}^*(\lambda)$ и $R_{13}^{**}(\lambda)$ ($0,72\mu m \leq \lambda \leq 0,8\mu m$).

В случае более тонких слоев ($d_2 < 0,063\mu m$) параметры второго слоя и подложки не влияют на спектры $R_{01}^*(\lambda)$ и $R_{01}^{**}(\lambda)$. В таком случае рассчитанные по (5) спектры $n_1(\lambda)$ и $k_1(\lambda)$ совпадают с заданными для pSi в рассматриваемой области. Для определения толщины такого слоя (d_1) необходимо найти длины волн не менее, чем двух экстремумов в спектре $R(\lambda)$ и при этих длинах волн рассчитать фазы $\alpha_{01}(\lambda_m)$ и $\alpha_{13}(\lambda_m)$ коэффициентов отражения

$$r_{01}(\lambda_m) = |r_{01}(\lambda_m)| \exp(i\alpha_{01}(\lambda_m)), \quad r_{13}(\lambda_m) = |r_{13}(\lambda_m)| \exp(i\alpha_{13}(\lambda_m)),$$

$$\alpha(\lambda_m) = \alpha_{13}(\lambda_m) - \alpha_{01}(\lambda_m) + 4\pi d_1 \lambda_m^{-1} n_1(\lambda). \quad (6)$$

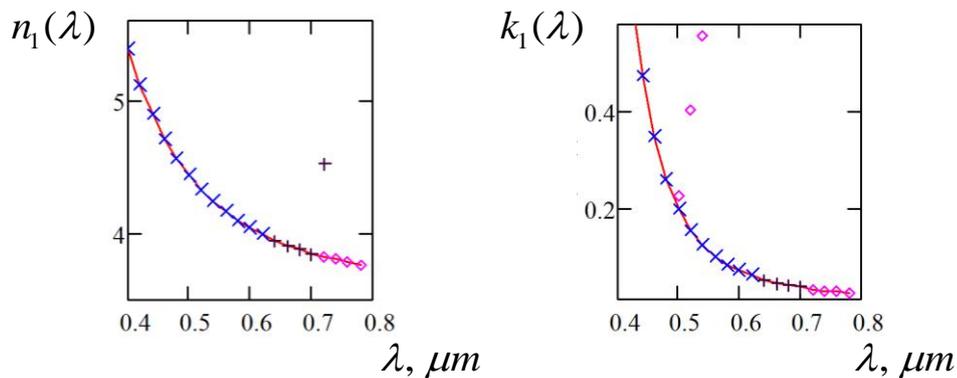


Рисунок 2 – Спектры $n_1(\lambda)$ и $k_1(\lambda)$

Принимая во внимание то, что максимумы порядка m приходятся на длины волн, удовлетворяющих условию $\alpha(\lambda_m) = 2m\pi$, а минимуму – на длины волн, удовлетворяющих условию $\alpha(\lambda_{m+1}) = (2m+1)\pi$, получаем два выражения для определения толщины первого слоя. В работе [3] для определения толщины слоя на подложке рекомендовано использование экстремумов m и $m+p$ порядков. В таком случае нет необходимости определять m . Удобно номер максимума (ν) присваивать по спектру слева на право. Тогда, для двух любых максимумов с $\lambda_\nu < \lambda_{\nu+p}$ на основании (6) получаем выражение для определения толщины слоя

$$d_1(\lambda) = \frac{[2p\pi + \alpha_{13}(\lambda_\nu) - \alpha_{13}(\lambda_{\nu+p}) - \alpha_{01}(\lambda_\nu) + \alpha_{01}(\lambda_{\nu+p})] \lambda_\nu \lambda_{\nu+p}}{4\pi [\lambda_{\nu+p} n_1(\lambda_\nu) - \lambda_\nu n_1(\lambda_{\nu+p})]}. \quad (7)$$

Погрешность определения толщины первого слоя составляет $\pm 0,004 \mu m$.

Литература

1. Кособуцкий, П.С. Аналитические функции огибающих спектров Фабри-Перо многослойных структур / П.С. Кособуцкий // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып.10. – С. 79–82.
2. Филиппов, В.В. Метод огибающих для исследования системы двух пленок на отражающей подложке / В.В. Филиппов // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101. – № 3. – С. 485–489.
3. Филиппов, В.В. Аналитический метод определения оптических постоянных и толщины поглощающих пленок по спектрам отражения / В.В. Филиппов // Оптика и спектроскопия. – 1995. – Т. 78. – № 5. – С. 798–801.

Е.В. Тимощенко, Ю.В. Юревич

**УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Беларусь**

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТОНКОЙ ПЛЁНКИ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

Типичным для плотных резонансных сред (имеются в виду среды с особо высокой концентрацией активных центров) является спектральный сдвиг линии поглощения, обусловленный ближним диполь-дипольным взаимодействием атомов [1, 2]. Поэтому нелинейность отклика среды на внешнее световое воздействие может проявляться даже при особо тонкой толщине слоев [2, 3]. В настоящий момент интенсивно изучаются полупроводниковые структуры на основе квантоворазмерных элементов. Благодаря формированию в них экситонных энергетических зон [4], подобные структуры могут рассматриваться в качестве плотных резонансных сред. Влияние локального поля дипольных атомов на контур линии резонансного поглощения подтверждено данными спектроскопических измерений [5]. Соответствующий нелинейный фазовый эффект в полупроводниковых квантоворазмерных структурах оказывается непосредственно связанным с изменением концентрации свободных носителей или экситонов.

Резонансная нелинейность и обусловленная ею внутренняя оптическая бистабильность при воздействии на поверхностные слои (или тонкие активные плёнки) когерентными потоками излучения изучены, в принципе, достаточно. Однако, в литературе отсутствуют расчёты дисперсионной развёртки восприимчивости тонкого слоя, образованного резонансными активными центрами, в зависимости от насыщения поглощения. Материалы настоящего сообщения содержат формулировку соотношения для диэлектрической восприимчивости тонкого слоя плотной резонансной среды с учётом насыщения.

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие плосковолнового светового поля с плёнкой, далее будем придерживаться довольно распространенного в литературе приближения граничного сверхтонкого слоя резонансных атомов. Имеется в виду планарный слой с толщиной l , значительно меньшей длины волны света λ , которым разделены две оптические среды с линейной диэлектрической проницаемостью. Тогда вместо уравнений Максвелла можно применить электродинамические

условия для напряженности полей и поверхностной поляризованности в граничном слое. Из этих граничных условий следуют соотношения между напряженностями внешнего, прошедшего и отражённого электрического поля (E_i , E и E_r) и плотности вероятности резонансной поляризованности ρ :

$$E = \frac{2}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}, \quad E_r = -\frac{\eta-1}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}. \quad (1)$$

Здесь μ – средний дипольный момент частицы, N – концентрация активных центров, η – относительный показатель преломления линейных сред. Условия связи полей (1) необходимо дополнить материальными уравнениями квантово-механической матрицы плотности для вероятностных переменных поляризованности ρ и разности населённостей n уровней резонансного перехода. Эти соотношения учитывают, что поле волны внутри слоя зависит от резонансных свойств активных центров и определяет их динамику в условиях одноквантового резонанса. В рассматриваемой далее ситуации с воздействием поля на активные центры в плёнке учитывается конечность времен T_1 и T_2 продольной и поперечной релаксации отклика среды. В приближении среднего поля также учтено диполь-дипольное взаимодействие. Материальные уравнения записываются в таком виде:

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \frac{d\rho}{dt} + \left(\omega_0^2 + \frac{2\mu^2 N}{3\hbar \varepsilon_0} \omega_0 n \right) \rho = -\frac{2\mu}{\hbar} \omega_0 n E, \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1} (n-1) = -\frac{2\mu}{\hbar \omega_0} \frac{d\rho}{dt} \left(E + \frac{\mu N}{3\hbar \varepsilon_0} \rho \right),$$

где ω_0 – среднее значение собственной частоты элементарного осциллятора. Используем далее квазистационарное представление поля и поляризованности с несущей частотой ω . При условии $\omega \approx \omega_0$ (близости несущей частоты ω к резонансу) несложно записать приближённое решение (2), связывающее установившуюся величину комплексной амплитуды $\rho'(\omega)$ со стационарной амплитудой поля E' и равновесным значением разности населённостей n_s :

$$\rho'(\omega) = \frac{\mu}{\hbar} \frac{n_s E'}{\omega_0 - \omega + (\gamma_s + i)/T_2},$$

где $\gamma = \mu^2 N T_2 / 3 \varepsilon_0 \hbar$ – нормированный коэффициент при лоренцовой поправке. Связь макроскопической поляризованности P' с напряжённостью светового поля можно выразить через восприимчивость $\chi(\omega)$, записывая формально линейное соотношение: $P' = \varepsilon_0 \chi(\omega) E'$. В выражении для восприимчивости $\chi(\omega) = \pi \mu^2 N n_s g(\omega, \omega_0) / \varepsilon_0 \hbar$ выделяется характеристика формы линии поглощения, известная как комплексная функция Лоренца $g(\omega, \omega_0)$:

$$g(\omega, \omega_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\omega_0 - \omega + \gamma_s}{(\omega_0 - \omega + \gamma_s)^2 + 1/T_2^2} - \frac{i}{\pi} \frac{1/T_2}{(\omega_0 - \omega + \gamma_s)^2 + 1/T_2^2}. \quad (3)$$

Действительная и мнимая части функции характеризуют соответственно дисперсию показателя преломления и контур поглощения в среде. Смещение частоты зависит от разности населённостей (добавка γ_s к отстройке частоты $\omega_0 - \omega$), поэтому модифицированная функция Лоренца (3) нелинейна – в условиях воздействия лазерного излучения разность населённостей n_s зависит от интенсивности. Ещё более выраженной нелинейностью должна обладать восприимчивость $\chi(\omega)$. Стационарная задача определения реакции граничного слоя на возбуждение внешним излучением, одинаковым по амплитуде поля в спектральной полосе $|\omega_0 - \omega| \sim 1/T_2$, соответствует предположению $E_i'(t) = E_0'$ в условиях (1). С учётом этого уравнение системы (2) для $n(t)$ в сингулярном пределе приводит к выражению:

$$\frac{1 - n_s}{n_s} = \frac{e_0^2}{(\Delta - \gamma_s)^2 + (1 + \kappa \gamma_s)^2}. \quad (4)$$

Напряжённость приложенного поля в (4) нормирована по уровню мощности насыщения: $e_0 = 2\mu E_0' \sqrt{T_1 T_2} / (\eta + 1)\hbar$, $\kappa = \mu^2 N l / \varepsilon_0 (\eta + 1)\hbar c$ – резонансный (ненасыщенный) показатель поглощения граничного слоя, $\Delta = (\omega - \omega_0) T_2$ – нормированная по ширине линии отстройка частоты от резонанса. Очевидно, что ход кривых нелинейной

восприимчивости в зависимости от частоты действующего поля можно описать на основе расчёта соотношения (3) и уравнения (4).

Нелинейную трансформацию кривых восприимчивости тонкой плёнки характеризуем, вычисляя спектральную форму мнимой и действительной части функции $G(\Delta) = \pi g(\Delta)n_s(\Delta)$ для разной степени насыщения поглощения. При расчёте $G(\Delta)$ по выражениям (3)-(4) коэффициенты, в основном, соответствовали значениям параметров полупроводниковых структур, приведенным в работах [3, 6]. Там проанализирована возможность когерентных эффектов в резонансных средах в виде ансамбля квантовых точек для структур на основе *InGaAs*. Качественную трансформацию зависимостей по мере насыщения разности населённостей для критической области нарастания значений нормированной мощности e_0^2 в едином масштабе демонстрирует рисунок 1. По рисунку 1, *a, a'* заметно, что при небольшом κ насыщение может привести к сглаживанию и деформации линий $G(\Delta)$ без бистабильной особенности.

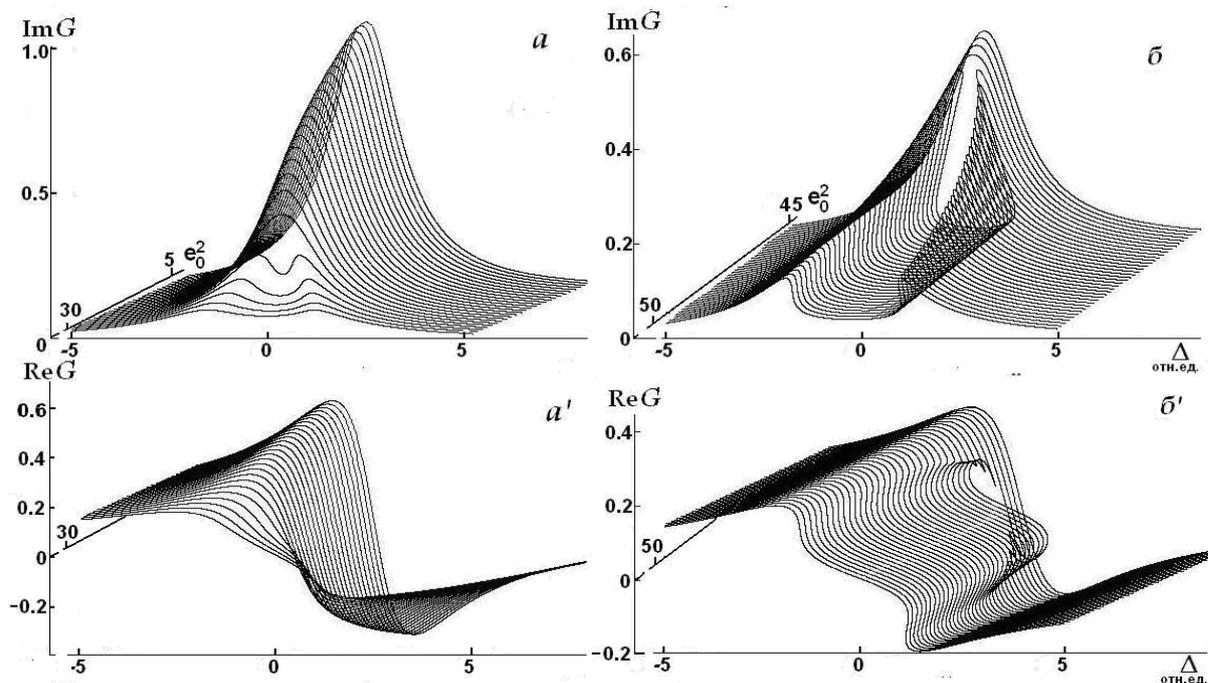


Рисунок 1– Изменение формы кривых мнимой и действительной части восприимчивости по мере насыщения разности населённостей: $\kappa = 1,3$ (*a, a'*), $1,8$ (*б, б'*); $\gamma = 0,7$, $T_1 = 1 \cdot 10^{-9}$ с, $T_2 = 1 \cdot 10^{-12}$ с, $\lambda = 1,25 \cdot 10^{-6}$ м

Отметим, что возникновение бистабильности на шкале частот носит пороговый характер, то есть начинает проявляться (как на рисунке 1, *б, б'*), если показатель резонансного поглощения κ превышает

некоторую величину, причём это пороговое значение k зависит от коэффициента при лорен комплексная функция Лоренца цовой поправке. Анализ бистабильной деформации спектральных линий поглощения и кривых резонансной дисперсии тонкого слоя позволяет расчёт значений спектральной ширины оптического гистерезиса в зависимости от свойств тонкой плёнки и интенсивности приложенного светового поля.

Литература

1. Crenshaw, M.E. Ultrafast intrinsic optical switching in a dense medium of two-level atoms / M.E. Crenshaw, M. Scalora, C.M. Bowden // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol. 68. – P. 911.
2. Malyshev, V.A. Intrinsic optical bistability of an ultrathin film consisting of oriented linear aggregates / V.A. Malyshev, H. Glaeske, K.-H. Feller // *J. Chem. Phys.* – 2000. – Vol. 113. – № 3. – P. 1170.
3. Panzarini, G. Self-induced transparency in semiconductor quantum dots / G. Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 65. – № 16. – P. 165322–1.
4. Kaplan, A.E. Nanoscale stratification of optical excitation in self-interacting one-dimensional arrays / A.E. Kaplan, S.N. Volkov // *Phys. Rev.* – 2009. – Vol. A79. – P. 053834–1.
5. Linear and Nonlinear Optical Measurements of Lorentz Local Fields / R.W. Boyd [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. A47. – № 8. – P. 1247.
6. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / G.Ya. Slepyan [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. B70. – № 4. – P. 045320–1.

Е.В. Тимощенко, В.А. Юревич, Ю.В. Юревич

**УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Беларусь**

РАСЩЕПЛЕНИЕ СВЕРХКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ ТОНКОЙ ПЛЁНКИ

Волны высокочастотного электромагнитного поля способны эффективно взаимодействовать с тонкими в масштабе длины волны

плёнками активных сред [1-4]. При этом для процессов отражения наличие компонентов, дополнительных к френелевским, в эффективном коэффициенте отражения слоя является достаточно типичным [4]. Их возникновение обусловлено вкладом в диэлектрическую проницаемость составляющих поверхностной резонансной поляризованности. В условиях плотных резонансных сред (оптических материалов с относительно высокой плотностью активных центров) нелинейность усиливается за счёт взаимного влияния ближних полей элементарных излучателей. В число плотных резонансных сред включают изучаемые ныне квантоворазмерные полупроводниковые структуры. Субмикронные и наноразмерные планарные системы таких слоёв обладают выраженным нелинейным откликом в экситонной области спектра и могут быть использованы в качестве элементов в устройствах управления когерентными потоками излучения.

В настоящей работе исследованы особенности отражения коротких оптических импульсов тонкими планарными плёнками плотных резонансных сред. В связи со сложностью подобных граничных задач, изучаемых для крайне нестационарных режимов взаимодействия, использованы приёмы компьютерного моделирования, позволяющие оценить характер и степень изменения отраженного светового поля. Взаимодействие поля с веществом плёнки рассматривается в приближении особо тонкого слоя, когда в качестве уравнений для связи полей (падающего, отражённого и действующего на элементарные излучатели, образующие плёнку) возможно применение электродинамических условий для полей на границе раздела. Наряду с учётом типичной для плотных резонансных сред нелинейности, обусловленной диполь-дипольным взаимодействием использование точной осцилляторной модели реакции среды на импульсное излучение характеризует оригинальность поставленной задачи и результатов её решения.

Рассматривается планарная резонансная плёнка с толщиной l , значительно меньшей длины волны света $\lambda = 2\pi c/\omega$, находящаяся на границе раздела двух линейных оптических сред. При том, что плотность активных центров предполагается высокой, расстояние между резонансными частицами в граничном слое считается достаточным, чтобы избежать перекрытия их электронных орбиталей. В случае нормального падения плосковолнового поля на плёнку с нерезонансным показателем преломления η соотношения для полей с учётом поверхностной поляризованности выражаются в таком виде:

$$E = \frac{2}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}, \quad E_r = -\frac{\eta-1}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}. \quad (1)$$

Здесь $E(t)$ – напряжённость прошедшего в среду поля, $E_i(t)$ и $E_r(t)$ – напряжённости внешнего импульсного поля и отражённого плёнкой поля соответственно, μ – средний дипольный момент активных центров, N – их концентрация (учтено, что макроскопическая объёмная резонансная поляризованность связана с вероятностной величиной ρ так: $P(t) = \mu N \rho(t)$). Для удобства перейдем далее к нормированным переменным: $e = \frac{\mu}{\hbar \omega} E(\tau)$, $e_i = \frac{2\mu}{\hbar \omega (\eta+1)} E_i$. Условия связи полей (1) должны быть дополнены уравнениями квантово-механической матрицы плотности для вероятностных переменных поляризованности ρ и разности населённостей n уровней резонансного перехода. Для рассматриваемой в дальнейшем ситуации с воздействием поля на активные центры в слое учитывается конечность времени T_2 релаксации поляризационного отклика среды слоя, при этом время релаксации населённости T_1 значительно больше T_2 . Система уравнений используемых при моделировании отражения импульсного поля тогда запишется так:

$$\frac{d^2 \rho}{d\tau^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau} + \rho = -2n(e + \gamma\rho), \quad \frac{dn}{d\tau} = -2\frac{d\rho}{d\tau}(e + \gamma\rho), \quad e(\tau) = e_i + \frac{\kappa}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau}. \quad (2)$$

Здесь ω_0 – среднее значение собственной частоты элементарного осциллятора, в случае резонансного взаимодействия учитывается, что несущая частота поля импульса ω близка к ω_0 (в пределах частотной ширины резонанса, оцениваемой величиной $2/T_2$), $\gamma = \mu^2 N / 3 \varepsilon_0 \hbar \omega_0$ – нормированный коэффициент в лоренцовой поправке для локального поля. В системе (2) нормированы время и параметр релаксации – $\tau = \omega_0 t$, $\tau_2 = \omega_0 T_2$, а также определена величина показателя резонансного поглощения плёнки $\kappa = \mu^2 \omega N l T_2 / \varepsilon_0 (\eta+1) \hbar c$.

В рамках численного решения разностного аналога системы (2) моделировалась реакция тонкого слоя на внешний сигнал с несущей нормированной частотой $\Omega = 1 + \Delta$ ($\Delta = (\omega_0 - \omega) / \omega_0$), представленный зависимостью $e_i(\tau) = e'_i(\tau) \exp(i\Omega\tau)$. Его амплитуда задавалась в виде гиперболического секанса: $e'_i(\tau) = (2e_0 / \Delta \tau) / (\exp(\tau / \Delta \tau) + \exp(-\tau / \Delta \tau))$, то есть, сигнал представлял собой оптический импульс фемтосекундной

длительности, определяемой значением $\Delta\tau$. Естественно было считать, что при отсутствии зондирующего извне поля ансамбль активных центров слоя (в начальный момент времени) находится в основном состоянии, т.е. $n(\tau=0) = 1,0$, а резонансная поляризованность отсутствует – $\rho(\tau=0) = 0$ и $d\rho(\tau=0)/d\tau = 0$. Решалась известная задача Коши, то есть для этих условий при численном интегрировании системы (2) определялась зависимость $\rho(\tau)$, а также $\epsilon(\tau)$. Напряжённость поля $\epsilon_r(\tau)$ выражалась на основе полученной зависимости, следуя соотношениям (1).

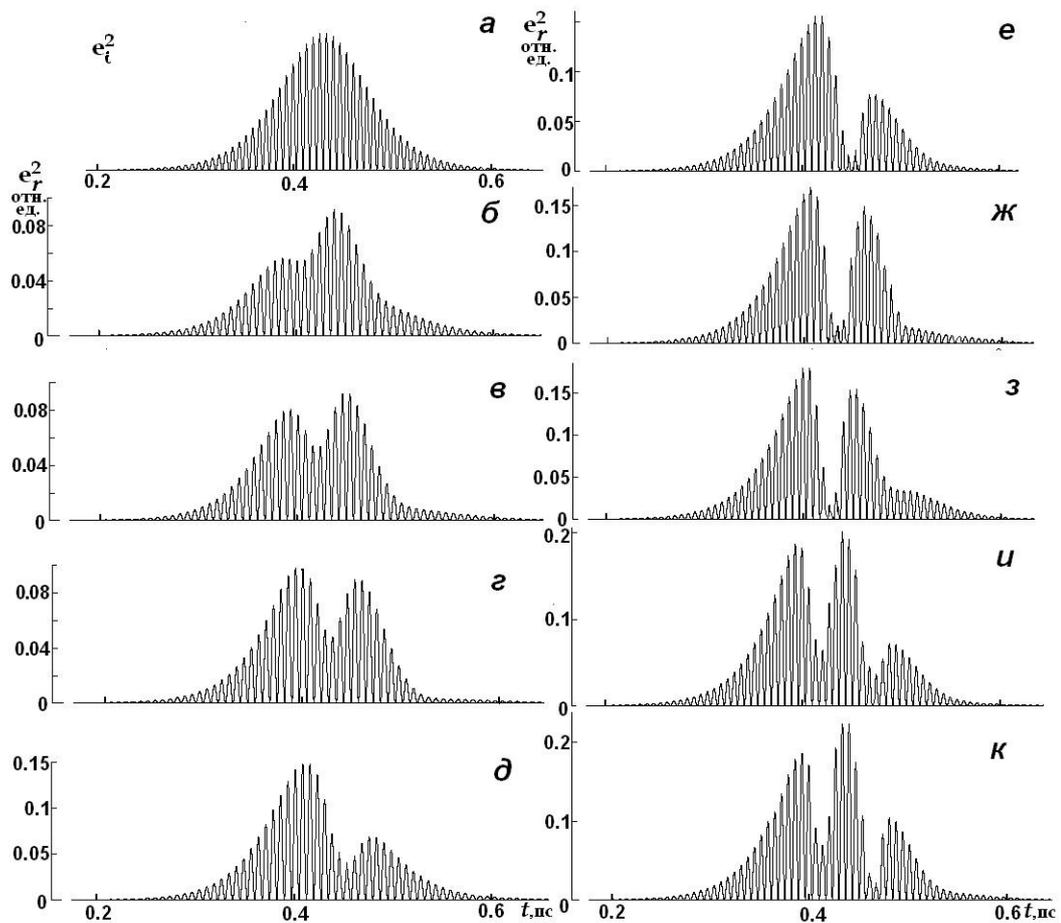


Рисунок 1 – Форма отражённых граничным нелинейным слоем импульсов: входной импульс с амплитудой огибающей $e_0/\Delta\tau=0,5$ (а-е), $\kappa=0,8$ (б), 1,0 (в), 1,2 (г), 1,3 (д-к), $e_0/\Delta\tau=0,56$ (ж), 0,6 (з), 0,7 (и), 0,75 (к), $\gamma=0$ (б-д), 1,5 (е-к), $\Delta=0$ (б-д), 0,1 (е-к); $T_2=2,0\cdot 10^{-13}$ с, $\lambda=1,25\cdot 10^{-6}$ м, $\eta=3,6$

На рисунке 1 проиллюстрированы результаты расчёта нормированной плотности излучения в отражённом импульсе. Характер трансформации импульсов отслеживается для

нарастающего ряда значений показателя ненасыщенного поглощения κ и пиковых значений напряжённости приложенного поля $e_0/\Delta\tau$ (здесь же на рисунке *a* представлена форма зондирующего импульса). В выборе параметров моделирования, которые использовались при определении коэффициентов системы (2) в расчётах, исходили из оценок, сделанных, например, в работе [5] для структур на основе *InGaAs/GaAs* или *GaInNAsSb* для экситонной области спектра.

Многочисленные расчёты, результаты которых в качестве примера приведены на рисунке, позволили установить следующее. При относительно невысоком ненасыщенном поглощении деформация импульса не особо выражена, раздвоение импульса возникает по мере роста поглощения, но затем способно потерять контраст при дальнейшем увеличении κ (рисунок 1, *б-д*). Существенное изменение форма отраженного импульса испытывает в случае отстройки несущей частоты от центра линии поглощения и при влиянии эффекта локального поля. Импульс «раскалывается» на две асимметричные части с высоким контрастом (рисунок 1, *е-з*), эффект расщепления тогда оптимален. Амплитудами этих частей можно управлять, варьируя соотношения между параметрами входного импульса и плёнки. Нарастание амплитуды $e_0/\Delta\tau$ ведёт к усложнению картины деформации (рисунок 1, *и,к*) – пиковая мощность второго из возникших импульсов резко возрастает и на его заднем фронте формируется третий выброс мощности. Дальнейшее увеличение входной амплитуды, однако, приводит к снижению контраста модуляции.

В качестве результата работы указан нелинейный оптический эффект сильной деформации импульса при отражении от тонкого слоя плотной резонансной среды, который можно использовать для профилирования сверхкоротких световых импульсов.

Литература

1. Зельдович, Б.Я. Влияние возбуждения поверхностной электромагнитной волны на временную форму отражённого лазерного импульса / Б.Я. Зельдович, А.Н. Чудинов, А.А. Шульгинов // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18. – Вып. 22. – С. 61.
2. Бакунов, М.И. Расщепление электромагнитного импульса при резонансном отражении от плазменной плёнки / М.И. Бакунов, Н.С. Гурбатов // ЖТФ. – 1997. – Т. 68. – № 6. – С. 65.
3. Злодеев, И.В. Трансформация гауссова импульса при отражении от резонансной тонкоплёночной структуры //

И.В. Злодеев, Ю.Ф. Наседкина, Д.И. Семенцов / Опт. и спектр. – 2012. – Т. 113. – № 2. – С. 234.

4. Тимощенко, Е.В. Сверхизлучательная трансформация световых импульсов при отражении граничным нелинейным слоем / Е.В. Тимощенко, В.А. Юревич // Доклады НАН Беларуси. – 2010. – Т.54. – № 6. – С. 56.

5. Htoon, H. Quantum coherence phenomena in semiconductor quantum dots: quantum interference, decoherence and Rabi oscillation / H. Htoon, C.K. Shih, T. Takagahara // Chaos, Solitons and Fractals. – 2003. – Vol. 16. – № 3. – P. 439.

П.П. Трохимчук

**Восточноевропейский национальный университет
имени Леси Украинки, Украина**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ И ЯВЛЕНИЙ
РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКИ.
КРИСТАЛЛООПТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ**

Релаксационной оптикой был назван раздел современной физики, в котором изучаются процессы необратимого взаимодействия оптического излучения со средой [1, 2]. Необходимость создания такого раздела физики была обусловлена технологическими применениями лазерного излучения. Для этого необходимо было синтезировать в единую систему квантовую электронику (включая нелинейную оптику и параметрическую кристаллооптику), радиационную физику твердого тела, физическую химию, физику необратимых процессов.

Явления релаксационной оптики можно рассматривать как явления нелинейной оптики и параметрической кристаллооптики с безизлучательной релаксацией процесса взаимодействия излучения с веществом. Если в классической кристаллооптике [3-6] рассматривается, как правило, действительная часть поляризуемости намагниченности или диэлектрической и магнитной проницаемости среды, включая их разложение в ряд по степеням напряженности электрического поля [3-6], то в релаксационной оптике рассматривается комплексная и диэлектрическая и магнитная

проницаемости среды, включая их разложения в ряд по степеням напряженностей электрического и магнитного полей, а также вектор Пойнтинга [1, 2]. На разложении вектора Пойнтинга в ряд по степеням напряженностей электрического и магнитного полей построена классификация возможных явлений, как нелинейной так и релаксационной оптики, часть из них требует экспериментального подтверждения. Здесь вектор Пойнтинга берется в виде тензорного произведения векторов электрической и магнитной индукции [2]. При этом рассматривается как действительная, так и комплексная его часть. Действительная часть отвечает за процессы излучательной релаксации, мнимая – безизлучательной. В классической кристаллооптике, включая параметрическую, такой подход не был необходимым, так как в основном рассматривались диэлектрические среды [1-6]. В релаксационной оптике это расширение необходимо было сделать для объяснения процессов взаимодействия лазерного излучения с такими материалами как антимонид и арсенид индия и КРТ, в которых относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости принимают значения $\sim 40-80$. Это расширение необходимо для описания процессов как нелинейной так и релаксационной оптики, а также для их взаимодействия: формирование фазовых превращений в облучаемой среде с помощью оптического излучения и наоборот получение излучения посредством фазовых превращений материала.

В основе кристаллооптики положены принципы Неймана и Кюри [3]. Согласно принципу Неймана группа симметрии внешней формы кристалла совпадает с группой симметрии соответствующего физического свойства или есть ее подгруппой. Согласно принципу Кюри при наложении двух групп симметрии возникает новая группа, в состав которой входят элементы симметрии, общие для исходных групп. Эти принципы могут быть использованы и в релаксационной оптике.

В пользу перехода к кристаллооптическим представлениям, вернее было бы говорить кристаллохимическим, в релаксационной оптике следует отнести ориентационный эффект [1, 2]: зависимость интенсивности лазерноиндуцированного дефектообразования в антимониде индия от кристаллографической ориентации. Для ориентации $\{111\}$ идет более интенсивное дефектообразование, чем для ориентации $\{110\}$. Это согласуется с представлением о существовании чистой ковалентной связи, которая есть «затравочной» для дефектообразования при многофотонном поглощении света [1, 2].

В параметрической кристаллооптике к микроскопическим подходам относятся физико-химические модели [6, 7]. Например, за сегнетоэлектрические свойства кристаллов сегнетовой соли отвечают гидроксильные радикалы [8].

Само по себе изучение собственного поглощения света с кристаллофизической точки зрения интересно тем, что с помощью явлений безизлучательной релаксации, можно регистрировать эффекты нелинейной оптики, включая генерацию гармоник, параметрическую генерацию и т.п. [2]. И если при примесном поглощении света мы регистрируем нелинейнооптические явления оптическими методами, то при собственном поглощении мы можем регистрировать эти явления при помощи фазовых трансформаций получаемых в облученном материале [2]. В данном случае «измерительной аппаратурой» нелинейнооптических явлений служит среда, а не излучение.

Следует отметить, что между лазерной генерацией, включая нелинейнооптические явления, и фазовыми переходами существует формальная аналогия [9, 10]. Нелинейнооптические явления могут рассматриваться как неравновесные фазовые переходы [9, 10].

Переход к многофотонным процессам поглощения излучения приводит к необратимым изменениям в облучаемой среде. В этом случае фазовые превращения успешно моделируются с помощью каскадной физико-химической модели последовательного насыщения возбуждения (разрыва) соответствующего числа связей [1, 2]. При этом в зависимости от условий облучения могут осуществляться переходы от состояний с более высокой симметрией к состояниям с более низкой симметрией и наоборот [1, 2].

Для выяснения природы фазовых превращений в облучаемых материалах с кристаллооптической точки зрения к чисто кристаллическим группам симметрии следует добавить и квазикристаллы [2]. Так, известно, что кремний имеет четыре кристаллические модификации, а если включить и квазикристаллы, то двенадцать. Следует отметить, что именно с этой точки зрения можно рассматривать эволюцию в исследованиях Влоха О.Г. и его школы: от кристаллооптических [6] представлений к рассмотрению несоизмеримо модулируемых структур [7].

С электродинамической точки зрения произведения напряженностей электрических и магнитных полей при разложении вектора в ряд соответствуют их векторным и скалярным произведениям, а с квантовомеханической точки зрения –

антикоммутируемым переменным [1, 2]. Таким образом, такой кристаллофизический подход может быть предварительным для моделирования процессов и явлений релаксационной оптики с помощью методов современной электродинамики и квантовой механики. Его можно также использовать совместно с поляритон-плазмонной теорией образования лазерно-индуцированных наноструктур [2, 11].

При этом следует учитывать и роль термодинамических (тепловых) процессов. Кристаллооптические коэффициенты при этом зависят от температуры. При поглощении света метастабильными или нестабильными центрами тепловые процессы «работают» в одну сторону с оптическими, т.е. приводят систему к состоянию с минимумом потенциальной энергии облучаемого вещества, иными словами к более стабильному состоянию. При поглощении света стабильными центрами (например, собственное поглощение) тепловые процессы способствуют восстановлению изначальной структуры. Этим объясняется различная высота лазерно-генерируемых поверхностных наноструктур: при облучении сериями наносекундных импульсов до 20 нм, и сериями фемтосекундных импульсов – до 400 нм [2, 11].

Таким образом, при моделировании процессов и явлений релаксационной оптики целесообразно использовать и кристаллооптические (кристаллофизические) методы моделирования. Их можно использовать как отдельно, так и в совокупности с другими методами моделирования.

Литература

1. Trokhimchuck, P.P. Foundations of Relaxed Optics / P.P.Trokhimchuck. – Lutsk: Vezha, 2011. – 627 p.
2. Trokhimchuck, P.P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions / P.P.Trokhimchuck. – Lutsk: Vezha–Print, 2013. – 280 p.
3. Романюк, М.О. Кристаллооптика / М.О. Романюк. – Київ: ІЗМН, 1997. – 432 с.
4. Федоров, Ф.И. Оптика анизотропных сред / Ф.И. Федоров. – М.: УРСС, 2004. – 384 с.
5. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск: Наука и техника, 1976. – 456 с.

6. Влох, О.Г. Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике / О.Г. Влох. – Львов: Вища школа, 1984. – 152 с.
7. Влох, О.Г. Кристалічні діелектрики з неспівмірно модульованою структурою / О.Г. Влох, А.В. Кітик. – Львів: В-во національного університету «Львівська політехніка», 2002. – 284 с.
8. Вакс, В.Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков / В.Г. Вакс. – М.: Наука, 1973. – 328 с.
9. Хакен, Г. Синергетика / Г. Хакен. – М.: Мир, 1980. – 406 с.
10. Андреев, А.В. Кооперативные явления в оптике / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. – М.: Наука, 1988. – 286 с.
11. Макин, В.С. Упорядоченное наноструктурирование полупроводников фемтосекундным облучением / В.С. Макин // Фотоника. – 2009. – № 2. – С. 2–6.

**И.А. Фаняев¹, Т.А. Державская¹, И.В. Семченко¹,
С.А. Хахомов¹, В.С. Асадчий^{1,2}**

**¹УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь,
² Университет Аалто, Финляндия**

ПОГЛОЩЕНИЕ НОРМАЛЬНО ПАДАЮЩЕЙ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ТОНКОМ СЛОЕ МЕТАМАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ОДНОВИТКОВЫХ ОПТИМАЛЬНЫХ СПИРАЛЕЙ

В последнее время появляется большой интерес к тонким поглощающим слоям, которые могут быть включены в структуру поглотителя. Целью создания таких устройств является полное поглощение волн в структуре. На данный момент существует большое количество устройств-поглотителей, особенно в СВЧ диапазоне [1, 2]. У большинства таких устройств поглощающая структура размещается на отражающей металлической поверхности [3, 4], что не обеспечивает поглощение с двух сторон одновременно. В инфракрасном и оптическом диапазонах, за исключением поглотителя на основе электрически толстого слоя фотонных кристаллов, использование отражающих поверхностей

становится невозможным с практической точки зрения, поэтому исследователи проявляют значительный интерес к тонким поглощающим слоям, которые не требуют наличия отражающего покрытия.

В данной статье проводятся исследования в S-диапазоне, относящиеся только к случаю нормального падения волн на слой метаматериала. В отличие от идеально поглощающих слоёв, исследуемые в данной работе однослойные структуры имеют электрически малую толщину. В зависимости от выбора включений в метаматериале, можно добиться поглощения в различных диапазонах частот. На некоторой частоте поглощение волн в слое является «полным», если вся энергия падающей волны поглощается в слое.

Для реализации поглотителя, описываемого в данной работе, необходимо знать период решетки и поляризуемости частиц. В качестве частицы выбрана одновитковая спираль с заранее известными оптимальными параметрами [5]. Каждая ячейка решетки является одноосно поляризуемой и содержит четыре спирали, в любой из которых одновременно создаются одинаково значимые электрический дипольный момент и магнитный момент.

В данном разделе рассматривается искусственная структура на основе одновитковых правосторонних и левосторонних спиралей, расположенных оптимальным образом в решетке. Оптимальное расположение таких частиц в решетке было рассмотрено в статье [6]. Результаты моделирования получены с помощью лицензионного пакета программ ANSYS HFSS. В статье [5] показан теоретический расчет параметров идеально проводящей одновитковой спирали, для которой выполняется равенство осевых компонент тензоров диэлектрической, магнитной и киральной поляризуемостей. Такая спираль является сбалансированной, так как обладает одинаковым откликом для любой поляризации падающей волны. Оптимальные параметры одновитковой спирали являются следующими

$$N_g = 1; \alpha = 14^\circ; L = 46,7 \text{ мм}; r = 7,2 \text{ мм}; h = 11,3 \text{ мм}; d = 0,5 \text{ мм},$$

где N_g – число витков спирали, α – угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, L – длина проволоки, из которой изготовлена спираль, r – радиус витка, h – шаг спирали, d – диаметр проволоки.

В моделировании исследуется бесконечная решетка из правосторонних и левосторонних спиралей, чередуемых с целью

компенсирования киральности в решетке. Компенсирование киральности является необходимым условием получения поглощения в искусственной электрически тонкой структуре. Материалом проволоки является нихром Х15Н60. Расположение спиралей в решетке показано на рисунке 1а.

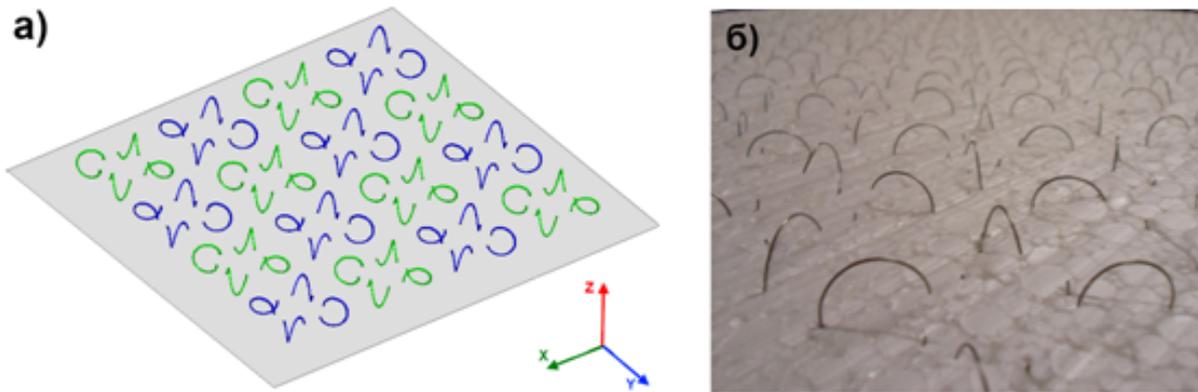


Рисунок 1 – Геометрия искусственной структуры:
а) в моделировании; б) в эксперименте

Основываясь на результатах, полученных в моделировании, был проведен эксперимент. На основании моделирования был изготовлен искусственный образец (рисунок 1б), состоящий из гладких правосторонних и левосторонних одновитковых спиралей с площадью ячейки $S=110,25 \text{ см}^2$ для реализации поглощения нормально падающей плоской электромагнитной волны. В качестве подложки выбран пенопласт, так как этот материал является радиопрозрачным в исследуемом диапазоне частот и не влияет на результаты измерений коэффициентов прохождения и отражения. На рисунке 1б показана фотография искусственной структуры.

Экспериментальные исследования проводились в безэховой камере в диапазоне частот с 2,85 до 3,25 ГГц. На рисунке 2 показан график частотной зависимости коэффициентов прохождения и отражения, полученных с помощью моделирования и экспериментальным путём.

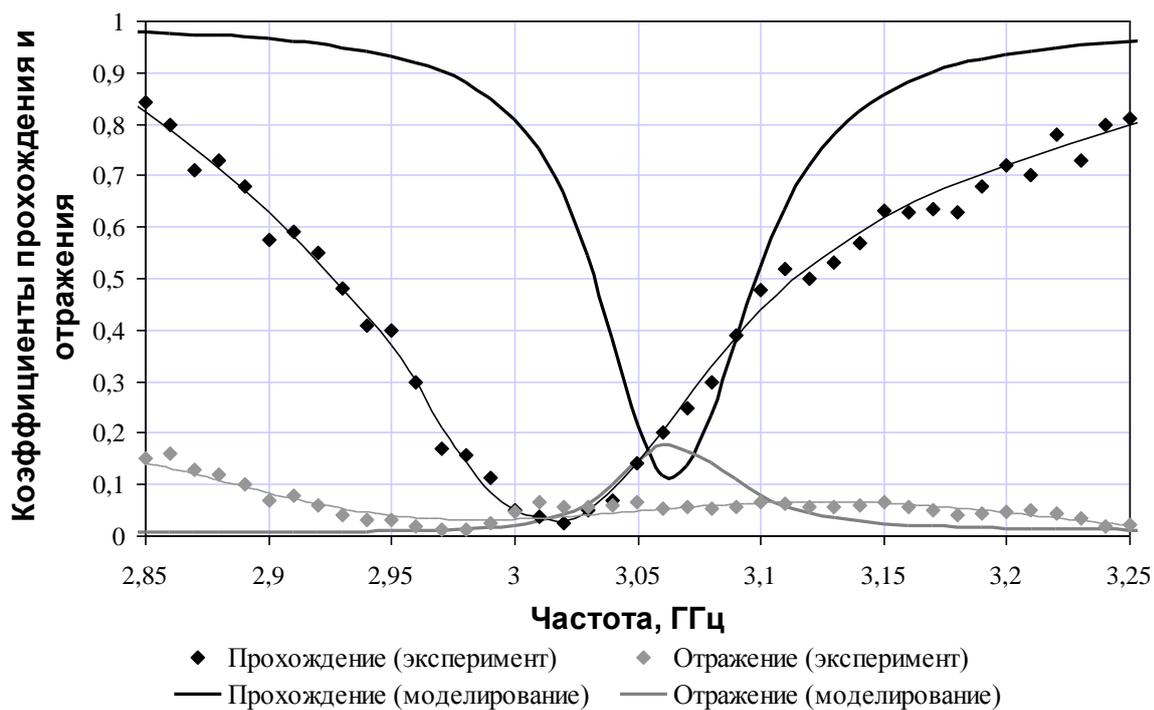


Рисунок 2 – График зависимости коэффициентов прохождения и отражения

Из рисунка 2 видно, что в моделировании поглощение в бесконечной решетке, состоящей из одновитковых спиралей, на частоте 3,063 ГГц достигает значения 83%, при этом присутствует достаточное большое отражение от образца, что ухудшает работу поглотителя. Как следует из экспериментальных данных, поглощение в искусственной конечной решетке на частоте 3,02 ГГц достигает значения 94%. Также из рисунка 2 видно, что экспериментальная кривая демонстрирует поглощение в более широком диапазоне частот по сравнению с результатами, полученными в моделировании.

В данной работе продемонстрировано поглощение нормально падающей плоской электромагнитной волны в тонком слое метаматериала ($\lambda/7$) на основе одновитковых оптимальных спиралей. Исследования проводились путём компьютерного моделирования и экспериментальных измерений в S-диапазоне. Из экспериментальных данных следует, что поглощение в однослойном метаматериале на резонансной частоте 3,02 ГГц достигает значения 94%.

Литература

1. Knott, E.F. Radar absorbing materials / E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley // Radar cross section. – 1993. – 2nd ed, Boston: Artech House. – P. 297–360.

2. Munk, B.A. Circuit Analog Absorbers / B.A. Munk, B.A. Jaumannand // Frequency-selective surfaces: Theory and design. – 2000. – New York: Wiley. – P. 315–335.
3. Mayer, F. High frequency broadband absorption structures / F. Mayer, T. Ellam, Z. Cohn // IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility. – 1998. – Vol. 2. – P. 894–899.
4. Watts, C.M. Metamaterial electromagnetic wave absorbers / C.M. Watts, X. Liu, W.J. Padilla // Adv. Mater. – 2012. – Vol. 24. – № 23. – P. OP98–OP120.
5. Semchenko, I.V. Transformation of the Polarization of Electromagnetic Waves by Helical Radiators / I.V. Semchenko, S.A. Khakhomov and A.L. Samofalov // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2007. – Vol. 52. – P. 850–855.
6. Optimal arrangement of smooth helices in uniaxial 2D-arrays / V.S.Asadchy [et al.] // Metamaterials '2013: The Seven International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics. – 2013. – Bordeaux, France.

П.А. Хило¹, В.Н. Белый², Е.С. Петрова¹, Н.А.Хило²

¹УО «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Беларусь,

**²ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси»,
Беларусь**

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Введение

Важным направлением в исследовании бесселевых световых пучков (БСП) является разработка методов трансформации порядка фазовой дислокации их волнового фронта [1-3]. Использование для этих целей акустооптической дифракции (АО) представляется перспективным, поскольку позволяет проводить динамическое управление процессом преобразования.

В данной работе исследуется процесс трансформации порядка БСП при квазиколлинеарном акустооптическом взаимодействии в оптически гиротропных кристаллах. Расчет эффективности АО взаимодействия

проведен с учетом двух типов фазового согласования: продольного фазового синхронизма, реализуемого при равенстве фазовых скоростей проходящей и дифрагировавшей волн и поперечного фазового синхронизма, соответствующего максимальному значению интеграла перекрытия. Проведен численный расчет ИП для кристаллов кубических классов симметрии.

1. Бесселевы пучки в гиротропной среде

Рассмотрим вариант АО взаимодействия, когда ТН-поляризованный БСП падает из изотропной среды на границу раздела с естественно-гиротропной средой (оптически гиротропный кристалл кубического класса симметрии) в направлении оптической оси c ($c||z$).

При падении ТН-поляризованного БСП на границу раздела с естественно-гиротропной средой в данной среде распространяются два бесселевых пучка (+) и (-) с различными фазовыми скоростями, векторы электрического поля данных пучков могут быть записаны в виде:

$$\vec{E}_m^{(\pm)}(r, t) = A_o^{\pm} \vec{e}_m^{(\pm)}(\rho, \phi) \exp(ik_{\pm z} z - i\omega t), \quad (1)$$

где введены обозначения для векторных модовых функций, с точностью до фазового множителя $\exp(im\phi)$

$$\vec{e}_m^{(\pm)}(\rho, \phi) = \left. \begin{aligned} & \left[\left(\pm \frac{im}{q\rho} J_m(q\rho)(1 \pm \cos(\gamma_{\pm})) - i \cos(\gamma_{\pm}) J_{m+1}(q\rho) \right) \vec{e}_{\rho} + \right. \\ & \left. + \left(\pm J_{m+1}(q\rho) \mp \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho)(1 \pm \cos(\gamma_{\pm})) \right) \vec{e}_{\phi} + \sin(\gamma_{\pm}) J_m(q\rho) \vec{e}_z \right] \end{aligned} \right\}$$

$\vec{e}_{\rho}, \vec{e}_{\phi}, \vec{e}_z$ – единичные векторы цилиндрической системы, $k_{z\pm} = k_z \pm \beta$, $\beta = \alpha k_0 / \cos(\gamma_0)$ – удельное вращение поляризации, γ_0 – угол конусности преломленного БСП без учета гиротропии, α – параметр гиротропии среды, m – целое число, (ρ, ϕ, z) – цилиндрические координаты, $\cos(\gamma_{\pm}) = \cos(\gamma_0)[1 \pm (\alpha/\sqrt{\varepsilon})tg^2(\gamma_0)]$.

2. Тензор диэлектрической проницаемости при наличии АО взаимодействия

При наличии АО преобразования взаимодействующие поля описываются в общем случае уравнением Гельмгольца вида

$$(\Delta - c^{-2} \partial_t^2 (\varepsilon + \Delta\varepsilon)) \vec{E} = 0, \quad (2)$$

где $\Delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik}^0 \varepsilon_{je}^0 p_{kenn} u_{mn}$ – изменение тензора диэлектрической проницаемости кристалла, индуцированное акустической волной, ε_{ik}^0 – диэлектрическая проницаемость кристалла в отсутствие ультразвука, p_{kenn} – компоненты тензора фотоупругих постоянных, u_{mn} – компоненты тензора упругих деформаций. Вид тензора $\Delta\varepsilon_{ij}$ зависит от состояния поляризации акустической волны. Если акустическая волна поперечно поляризована вдоль оси y $\vec{u} = \vec{e}_2 u_0 \exp(iKz - i\Omega t)$, то диагональные компоненты диэлектрического тензора не изменяются, но появляются недиагональные компоненты:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_{\rho z} = \Delta\varepsilon_{z\rho} &= -\frac{1}{2} i\varepsilon^2 p_{44} u_0 K \sin(\phi), \\ \Delta\varepsilon_{\phi z} = \Delta\varepsilon_{z\phi} &= -\frac{1}{2} i\varepsilon^2 p_{44} u_0 K \cos(\phi). \end{aligned} \quad (3)$$

3. Уравнения для медленно меняющихся амплитуд (ММА)

Будем предполагать, что АО взаимодействие бесселевых пучков, так же как и плоских волн, приводит в первую очередь к z – модуляции скалярных амплитуд A^\pm в формулах (1). В то же время, векторные модовые функции $\vec{e}_m^{(+),(-)}(\rho, \phi)$ будем считать неизменными. Такой режим АО преобразования означает отсутствие трансформации пространственной структуры бесселевых пучков в процессе обмена энергией.

Рассмотрим случай рассеяния падающей (–) моды БСП порядка m на линейно-поляризованной вдоль оси y акустической волне в кристаллах классов симметрии 23 и 432. В данном случае падающий пучок будет рассеиваться в пучки, имеющие порядок $m \pm 1$. Диэлектрические тензоры, описывающие два канала рассеяния имеют вид

$$\hat{\Delta\varepsilon}_{m,m\pm 1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \mp \Delta\varepsilon_{\rho z}^0 \\ 0 & 0 & -i\Delta\varepsilon_{\phi z}^0 \\ \mp \Delta\varepsilon_{\rho z}^0 & -i\Delta\varepsilon_{\phi z}^0 & 0 \end{bmatrix} \exp(\pm i\phi), \quad (4)$$

где $\Delta\varepsilon_{\rho z}^0 = \Delta\varepsilon_{\phi z}^0 = \varepsilon^2 p_{44} u_0 K / 4$.

Полученные выше результаты достаточны для записи ММА-уравнений:

$$2ik_{+z} \frac{dA_{m\pm 1}^+}{dz} = -k_0^2 g_{m,m\pm 1}^{+,-} A_m^- \exp(i\Delta k_z z). \quad (5)$$

Здесь величины $g_{m,n}^{-,+}$ являются эффективными параметрами АО преобразования. Верхние и нижние индексы указывают на тип взаимодействия и изменение порядка бesselевых функций ($- \rightarrow +$ и $m \rightarrow n$ в рассматриваемом случае). Параметры $g_{m,n}^{-,+}$ имеют вид интегралов свертки

$$g_{m,n}^{-,+} = \frac{\iint \bar{e}_n^+(\rho, \phi)^* \Delta \varepsilon_{m,n}^{\wedge 0}(\phi) \bar{e}_m^-(\rho, \phi) \rho d\rho d\phi}{\iint |\bar{e}_n^+(\rho, \phi)|^2 \rho d\rho d\phi}. \quad (6)$$

4. Анализ интегралов перекрытия

Проведен численный расчет параметров АО взаимодействия $g_{m+1}^{-,+}$ из (6). Расчет проводился для кристалла класса 23 германата висмута ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$). Результаты показаны на рисунке 1. Из рисунка 1 следует, максимальное значение АО коэффициентов реализуется при условии приблизительного равенства поперечных волновых чисел падающего и рассеянного БСП $q \approx q_0$, что означает, что при этом выполняется условие пространственного синхронизма. Ширина максимума уменьшается с увеличением радиуса бesselева пучка.

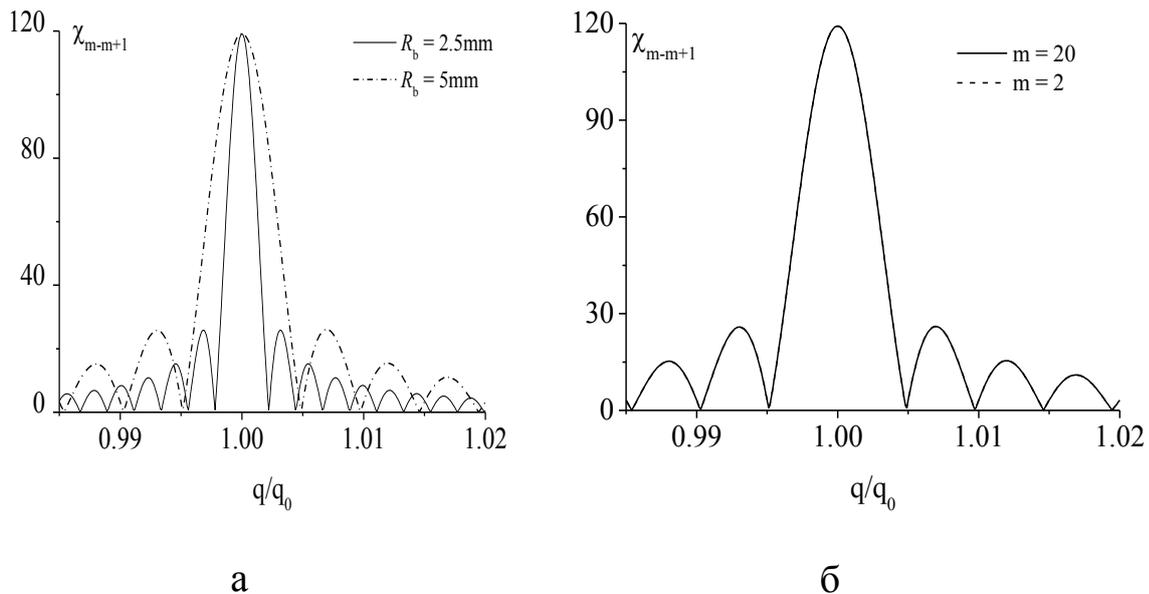


Рисунок 1 – Зависимость ИП от поперечного волнового числа. $R_b = 2,5\text{мм}$ и 5мм , $m = 0$ (а); $R_b = 5\text{мм}$, $m = 2$ и 20 (б)

Приведенные графики позволяют рассчитать характерную длину z_0 перекачки энергии в дифрагированные пучки. Например, для мощности акустического пучка, при которой изменение компонент диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{mn}^0 \sim 10^{-4}$ имеем $z_0 \approx 3$ мм. В то же время для БСП радиусом 0,5 мм и углом конуса 15 град бездифракционная длина БСП $z_b = R_b / \text{tg}(\gamma)$ равна примерно 4мм. Следовательно, в пределах длины перекачки, БСП еще сохраняется, что означает, что описанный режим трансформации БСП при АО взаимодействии практически реализуем.

Литература

1. Khilo, N.A. Transformation of the order of Bessel light beams in uniaxial crystals / N.A Khilo, A.A. Ryzhevich, E.S. Petrova // Quantum electronics. – 2001. – Vol. 31(1). – P. 85–89.
2. Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle / V. Garcés-Chavez [et al.] // Phys. Rev. A. – 2002. – Vol.66. – P. 063402–10.
3. Formation of TE-and TH polarized Bessel beams at acousto-optic diffraction in anisotropic crystals / V.N. Belyi [et al.] // Proc. SPIE 8073. – 2011. – P. 807327.

П.А. Хило, П.С. Шаповалов

УО «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Беларусь

РАСПРОСТРАНЕНИЕ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Квазибездифракционные световые пучки имеют оптимальную пространственную форму для практического применения для многих задач нелинейной оптики, и в частности при нелинейно-оптическом преобразовании частот [1, 2]. Для их описания используются бесселевы пучки, которые являются бездифракционными по всей своей длине. Реальные пучки можно считать бездифракционными только на небольшой длине. Поэтому, более точное представление таких пучков – Бессель-гауссовы пучки, являющимися решение параболического уравнения.

При распространении мощного лазерного пучка в самофокусирующей среде приводит к изменению показателя преломления среды. Нелинейная добавка к показателю преломления пропорциональна квадрату амплитуды пучка. Поэтому при мощности пучка, не намного больше критической мощности самофокусировки, основное влияние на показатель преломления среды будет оказывать центральный горб Бессель-Гауссова пучка. Поэтому на длине бездифракционного распространения пучка, где он сохраняет бесселеву форму, можно с хорошим приближением использовать безабберационное приближения. Т.е. разлагая, разлагаем нелинейную добавку в ряд Тейлора до квадратичных членов разложения [3, 4].

Для описания самовоздействия световых пучков, в среде с кубической нелинейностью, используем нелинейное параболическое уравнение для амплитуды светового вектора U в цилиндрической системе (r, φ, z) следующего вида [4]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - 2ik_0 \frac{\partial U}{\partial z} + k_0^2 \beta |U|^2 U = 0. \quad (1)$$

Здесь β – коэффициент нелинейности среды. Предположим, что на границе нелинейной среды $z = 0$ имеется пучок вида:

$$U(z = 0) = J_0(\delta r) \exp\left\{-\frac{r^2}{w_0^2}\right\}, \quad (2)$$

где $\delta \approx 2,4/r_0$, r_0 – радиус центрального максимума бесселева пучка, w_0^2 – радиус светового пятна гауссова пучка. Решение нелинейного уравнения (1) ищем в форме Бессель-Гауссова пучка.

$$U = J_0((a(z) + ib(z))r) \exp\left\{-p(z) - iq(z) - \frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{ik_0 r^2}{2R(z)}\right\}, \quad (3)$$

где J_0 – Бессель-Гауссова функция нулевого порядка, $w(z)$ – радиус гауссова пучка, $R(z)$ – радиус кривизны фазового фронта гауссова пучка.

Используя свойство бесселевых функций [5] $J_0^*(x + iy) = J_0(x - iy)$, получим, что при разложении в ряд Тейлора модуля квадрата амплитуды светового вектора $|U|^2$ до квадратичных членов разложения, включительно, имеет вид:

$$|U|^2 = \left[1 - \frac{(a^2 - b^2)r^2}{2} - \frac{2r^2}{w^2} \right] e^{-2p}. \quad (4)$$

Подставляя (2-4) в исходное уравнения (1) получим систему шести обыкновенных дифференциальных уравнений для параметров пучка

$$\frac{da}{dz} = -\frac{a}{R} - \frac{2b}{k_0 w^2}, \quad \frac{db}{dz} = -\frac{2a}{k_0 w^2} - \frac{b}{R}, \quad \frac{dp}{dz} = \frac{1}{R} - \frac{ab}{k_0},$$

$$\frac{dq}{dz} = -\frac{2}{k_0 w^2} - a^2 + b^2 - \frac{k_0 \beta}{2} e^{-2p}, \quad \frac{dw}{dz} = \frac{w}{R}, \quad (5)$$

$$\frac{dR}{R^2 dz} = -\frac{4}{k_0^2 w^4} + \frac{1}{R^2} + \frac{\beta(a^2 - b^2)}{2} e^{-2p} + \frac{2\beta}{w^2} e^{-2p}.$$

2. Анализ результатов решений

Численный счет системы (5) показывает, что критическая мощность самофокусировки ($P_{кр}$) Бессель-Гауссового пучка больше чем у кругового гауссового. Например при размерах пучка $w_0 = r_0 = 1\text{мм}$ и плоском начальном фазовом фронте критическая мощность самофокусировки почти в 2,4 раза больше, чем для чисто гауссового пучка. При мощности пучка меньше критической мощности $P_{кр}$ поперечный размер светового пятна лазерного пучка (w) сначала уменьшается, а потом пучок расходится и его форма становится кольцевой (см. рисунок 1а). Данное поведение пучка связана с тем, что при распространении бесселева пучка в среде наблюдается постоянная перекачка световой энергии из центрального максимума пучка в хвостовые максимумы. Так как гауссова функция быстро спадает к нулю на краях пучка, обратная перекачка световой энергии к центральному максимуму не компенсирует перекачки от центра, и пучок превращается в кольцевой.

При мощности пучка равной $P_{кр}$ наблюдается квазиволноводный режим распространения. Поперечный размер гауссовой составляющей w испытывает периодические колебания (см. рисунок 1б). При мощностях равной и больше $P_{кр}$ наличия самофокусировки препятствует перекачки энергии из центрального максимума в

хвостовые максимумы и пучок при распространении в нелинейной среде сохраняет центральный максимум. Перекачка энергии от хвостовых максимумов к центральному приводит к их быстрому исчезновению.

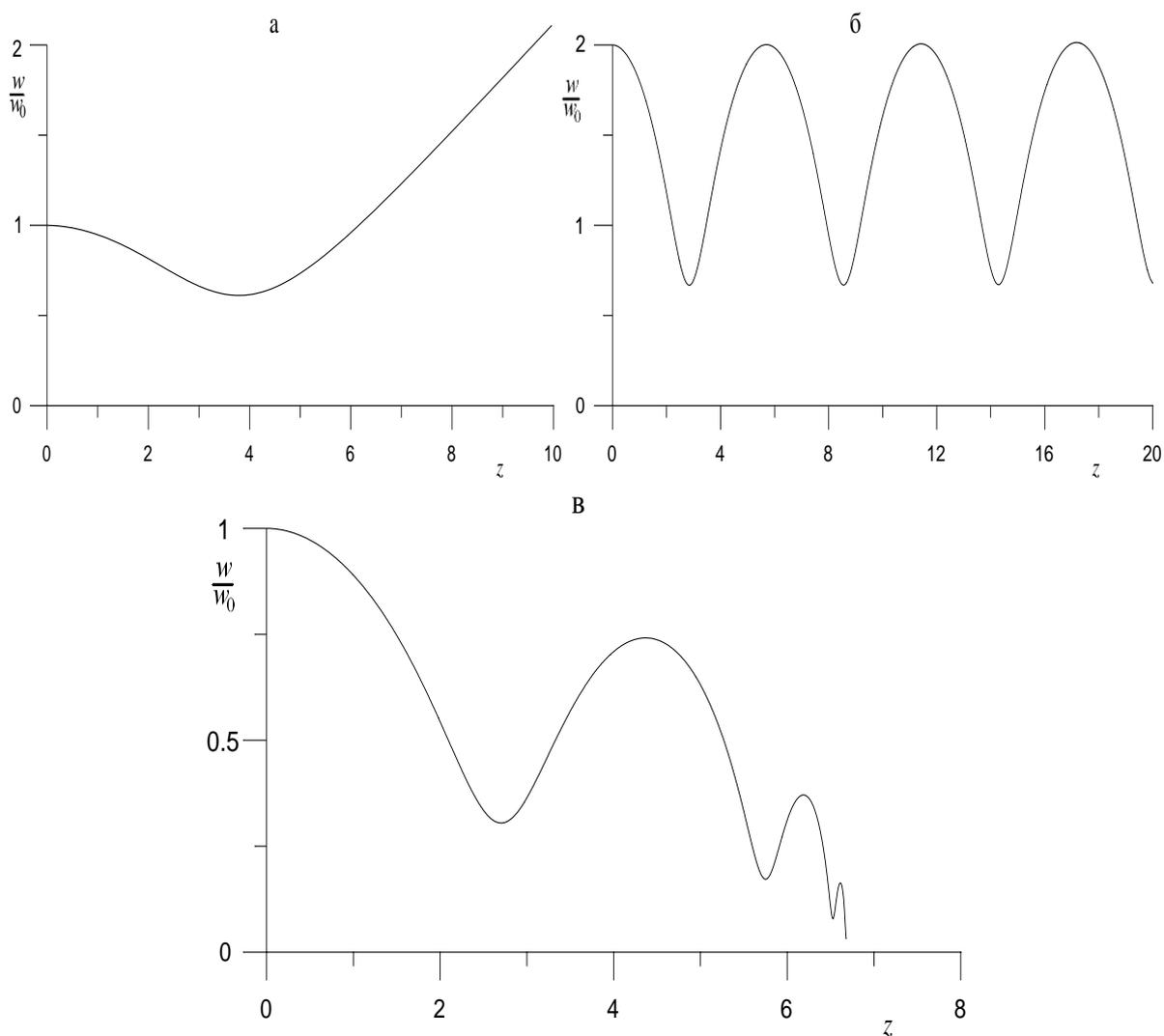


Рисунок 1 – Изменение поперечного размера w гауссовой моды Бессель-Гауссового пучка в нелинейной среде
а) мощность пучка меньше $P_{кр}$, б) мощность пучка равна $P_{кр}$,
в) мощность пучка больше $P_{кр}$. Начальный размер $w_0 = 1$ мм

Если мощность пучка больше критической $P_{кр}$ наблюдается самосжатия пучка. Поперечные размеры w гауссовой функций осциллируя уменьшаются до нуля (см. рисунок 1в), при этом интенсивность в центре пучка стремится к бесконечности.

Литература

1. Белый, В.Н. Преобразование частоты бесселевых световых пучков нелинейными кристаллами / Н.С. Казак, Н.А. Хило // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 9. – С. 753–766.
2. Хило, П.А. Генерация второй гармоники эллиптическими бесселевыми световыми пучками в периодически поляризованных нелинейных кристаллах / П.А. Хило, Е.С. Петрова // ЖПС. – 2005. – Т.72. – № 6. – С. 752–755.
3. Севрук, Б.Б. Самомодуляция Бессель-Гауссовых волновых пучков в среде с кубической нелинейностью / Б.Б. Севрук // ЖПС. – 2006. – Т. 73. – № 5. – С. 626–630.
4. Гончаренко, А.М. Распространение световых пучков в неоднородных нелинейных средах / А.М. Гончаренко, В.Г. Кукушкин, П.С. Шаповалов // Квантовая электроника. – 1986. – Т. 14. – № 2. – С.375–376.
5. Хохштрассе, У. Ортогональные многочлены / У. Хохштрассе // Справочник по специальным функциям. – Москва: Наука, 1979. – С.578–606.

П.С. Шаповалов, В.И. Дробышевский

УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Беларусь

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В устройствах обработки информации наблюдается одновременное распространяются нескольких мощных лазерных пучков, способных инициировать нелинейные эффекты. Их изучению посвящен ряд работ (см., например, [1-2] и цитированную там литературу). При распространении световых пучков в нелинейных средах принцип суперпозиции не выполняется. В связи с этим одновременное распространение нескольких пучков в нелинейных средах приводит к появлению новых и интересных, для практического применения, эффектов. Для описания распространения нескольких световых пучков удобнее использовать, вместо одного нелинейного уравнения Шредингера, систему нелинейных уравнений Шредингера.

В данной работе рассматривается распространения и взаимодействие двух эллиптических гауссовых пучков с разной длиной волны в кубически нелинейной среде. Задача решается вариационным методом в классе эллиптических гауссовых функций нулевого порядка.

Для описания взаимодействия световых пучков в среде с кубической нелинейностью и квадратичной неоднородностью будем исходить из системы нелинейных параболических уравнений [2], записанных в декартовой системе координат (x, y, z) . В данной системе уравнений интерференционное взаимодействия пучков не учитывается.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial y^2} - 2ik_1 \frac{\partial U_1}{\partial z} + k_1^2 \beta (|U_1|^2 + 2|U_2|^2) U_1 &= 0, \\ \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_2}{\partial y^2} - 2ik_2 \frac{\partial U_2}{\partial z} + k_2^2 \beta (|U_2|^2 + 2|U_1|^2) U_2 &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь для j -го пучка ($j=1, 2$) U_j – комплексная амплитуда электромагнитного поля на круговой частоте колебаний ω_j , $k_j = \sqrt{\varepsilon_j} \omega_j$ – волновое число, ε_j – линейная диэлектрическая проницаемость среды, α и β – ее коэффициент квадратичной неоднородности и коэффициент нелинейности. Система (1) описывает взаимодействие лазерных пучков в диапазоне частот, где временная дисперсия среды пренебрежимо мала.

Для системы уравнений (1) интеграл действия будет иметь вид аналогичный как в [4]. Решение исходной системы уравнений ищем в классе эллиптических гауссовых функций [3]

$$U_i = \sqrt{I_i} \exp \left\{ -P_i - iQ_i - \frac{x^2}{w_{xi}^2} - \frac{y^2}{w_{yi}^2} - \frac{ik_i x^2}{2R_{xi}} - \frac{ik_i y^2}{2R_{yi}} \right\}, \quad (2)$$

где $i=1, 2$, I_i – интенсивность света на оси i -го пучка, w_{xi}, w_{yi} – полуоси эллипса светового пятна, R_{xi}, R_{yi} – радиусы кривизны фазовой поверхности.

Из условия экстремума функционала получим систему двенадцати обыкновенных дифференциальных уравнений для параметров двух пучков. Из этой системы можно выделить систему обыкновенных дифференциальных уравнений описывающие параметры пучков.

$$\begin{aligned}
w_{x1}^3 \frac{\partial^2 w_{x1}}{\partial z^2} &= \frac{4}{k_1^2} - 4\mu_1 \frac{w_{x1}}{w_{y1}} - \frac{32\mu_2 w_{x1}^4}{\sqrt{(w_{x1}^2 + w_{x2}^2)^3 (w_{y1}^2 + w_{y2}^2)}}, \\
w_{y1}^3 \frac{\partial^2 w_{y1}}{\partial z^2} &= \frac{4}{k_1^2} - 4\mu_1 \frac{w_{y1}}{w_{x1}} - \frac{32\mu_2 w_{y1}^4}{\sqrt{(w_{x1}^2 + w_{x2}^2) (w_{y1}^2 + w_{y2}^2)^3}}, \\
w_{x2}^3 \frac{\partial^2 w_{x2}}{\partial z^2} &= \frac{4}{k_2^2} - 4\mu_2 \frac{w_{x2}}{w_{y2}} - \frac{32\mu_1 w_{x2}^4}{\sqrt{(w_{x1}^2 + w_{x2}^2)^3 (w_{y1}^2 + w_{y2}^2)}}, \\
w_{y2}^3 \frac{\partial^2 w_{y2}}{\partial z^2} &= \frac{4}{k_2^2} - 4\mu_2 \frac{w_{y2}}{w_{x2}} - \frac{32\mu_1 w_{y2}^4}{\sqrt{(w_{x1}^2 + w_{x2}^2) (w_{y1}^2 + w_{y2}^2)^3}}, \\
\frac{dw_{x1}}{dz} &= \frac{w_{x1}}{R_{x1}}, \quad \frac{dw_{y1}}{dz} = \frac{w_{y1}}{R_{y1}},
\end{aligned} \tag{3}$$

где $\mu_i = \beta w_{xi0} w_{yi0} I_i / 8$ – эффективная мощность первого ($i=1$) и второго ($i=2$) пучка, w_{xi0} , w_{yi0} – значение полуосей светового пятна эллиптического пучка на границе нелинейной среды $z=0$. Система первых четырех обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка можно рассматривать как обобщение системы уравнений Ермакова, описывающие нелинейные связанные осцилляторы, на случай четырех уравнений [5].

Из системы (3) можно получить уравнение связывающие размеры взаимодействующих световых пучков

$$\mu_1 (w_{x1}^2 + w_{y1}^2) + \mu_2 (w_{x2}^2 + w_{y2}^2) = C_2 z^2 + C_1 z + C_0. \tag{4}$$

Постоянные интегрирования C_2 , C_1 , C_0 находятся из граничных условий при $z=0$ и системы уравнений (4). Для случая плоских фазовых фронтов на границе нелинейной среды ($1/R_{x10} = 1/R_{y10} = 1/R_{x20} = 1/R_{y20}$) они равны:

$$\begin{aligned}
C_0 &= \mu_1 (w_{x10}^2 + w_{y10}^2) + \mu_2 (w_{x20}^2 + w_{y20}^2), \quad C_1 = 0, \quad C_2 = \frac{4\mu_1}{k_1^2} \left(\frac{1}{w_{x10}^2} + \frac{1}{w_{y10}^2} \right) + \\
&+ \frac{4\mu_2}{k_2^2} \left(\frac{1}{w_{x20}^2} + \frac{1}{w_{y20}^2} \right) - \frac{8\mu_1^2}{w_{x10} w_{y10}} - \frac{8\mu_2^2}{w_{x20} w_{y20}} - \frac{32\mu_1 \mu_2}{\sqrt{(w_{x10}^2 + w_{x20}^2) (w_{y10}^2 + w_{y20}^2)}}.
\end{aligned}$$

Численный счет системы уравнений (4) показывает, что поведение взаимодействующих пучков в нелинейной среде достаточно сложно. Размер взаимодействующих пучков может или одновременно возрастает, или уменьшается. Как следует из формулы (8), в случае распространения двух эллиптических гауссовых пучков в нелинейной среде, величина $2w_{эф}^2 = \mu_1(w_{x1}^2 + w_{y1}^2) + \mu_2(w_{x2}^2 + w_{y2}^2)$ изменяется, в однородной среде, по параболическому закону аналогичному закону изменения радиуса светового пятна кругового пучка, распространяющегося в однородной нелинейной среде. Следовательно при распространении двух эллиптических пучков, в среде с кубической нелинейностью, им можно поставить в соответствие эффективный круговой пучок. Полуоси эллипсов световых пятен пучков будут осциллировать около эффективного значения $w_{эф}$.

По типу изменения величины $w_{эф}$ можно выделить три режима распространения взаимодействующих пучков в однородной среде, в зависимости от величины B , равной

$$B = \frac{\mu_1}{k_1^2} \left(\frac{1}{w_{x10}^2} + \frac{1}{w_{y10}^2} \right) + \frac{\mu_2}{k_2^2} \left(\frac{1}{w_{x20}^2} + \frac{1}{w_{y20}^2} \right) - \frac{2\mu_1^2}{w_{x10}w_{yx10}} - \frac{2\mu_2^2}{w_{x20}w_{yx20}} - \frac{16\mu_1\mu_2}{\sqrt{(w_{x10}^2 + w_{x20}^2)(w_{y10}^2 + w_{y20}^2)}}.$$

При $B < 0$ эффективный размер пучков $w_{эф}$ будет увеличиваться с ростом продольной координаты z . В случае $B = 0$ наблюдается квазиволноводный режим распространения, т.е. эффективный размер $w_{эф}$ не изменяется с изменением z , а размеры полуосей эллипса светового пятна будут испытывать периодические осцилляции. При $B < 0$ наблюдается схлопывания пучков в точку.

Из численных расчетов следует, что при большом отличии мощностей или поперечных размеров пучков влияние их друг на друга при распространении в нелинейной среде незначительно. При близком значении мощности пучков и их поперечных размеров нелинейное взаимодействие пучков существенно влияет на их геометрию и его необходимо учитывать при расчетах оптических устройств.

Литература

1. Lopes Lago, E. Copropagation of two waves of different frequencies and arbitrary initial polarization states in an isotropic Kerr medium / E. Lopes Lago, R. de Fuente // *Phys. Rev. A.* – 1999. – Vol. 60. – № 1. – P. 549–558.
2. Гончаренко, А.М. К теории взаимодействия ортогонально поляризованных световых пучков в нелинейных средах / А.М.Гончаренко, П.С. Шаповалов // *Доклады НАНБ.* – 2003. – Т. 22. – № 2. – С. 323–325.
3. Гончаренко, А.М. Гауссовы пучки света / А.М. Гончаренко. – Минск: Наука и техника, 1977.
4. Шаповалов, П.С. Взаимодействия лазерных пучков с нарушенной круговой симметрией в нелинейных волноводах / П.С.Шаповалов, В.И. Дробышевский// *Вестник ГГГУ им.П.О.Сухого.* – 2013. – № 1. – С. 44–47.
5. Шаповалов, П.С. Системы уравнений Ермолаева в нелинейных взаимодействиях гауссовых световых пучков / П.С. Шаповалов // *Материалы докладов научного семинара по теоретической физике «Гомельский научный семинар по теоретической физике, посвященный 100-летию со дня рождения Ф.И. Федорова», 20-22 июня 2011 г.* – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 45–48.

2. Теория фундаментальных взаимодействий (электрослабые свойства микрочастиц, электродинамические и адронные процессы взаимодействия, гравитация и космология)

Председатели: Максименко Николай Васильевич, д. ф.-м. н.
Левчук Михаил Иванович, д. ф.-м. н.

В.В. Андреев

**УО «Гомельский Государственный Университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

МЕТОД «СТРОИТЕЛЬНЫХ» БЛОКОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФЕЙНМАНОВСКИХ ДИАГРАММ

Введение

Амплитуда процесса в квантовополевых теориях представляет собой в заданном порядке теории возмущений, сумму матричных элементов, каждому из которых можно сопоставить некоторую диаграмму Фейнмана. Простейший анализ позволяет выделить элементы фейнмановских диаграмм, которые возникают вследствие структуры лагранжианов теории. Таким элементам относится «фермионный» ток

$$M_{\lambda_p, \lambda_k}(p, s_p; k, s_k) = \bar{w}_{\lambda_p}^A(p, s_p) Q w_{\lambda_k}^B(k, s_k), \text{ где} \quad (1)$$

$$w_{\lambda}^A(p, s_p) = \begin{cases} u_{\lambda}(p, s_p), \text{ если } A = 1 \text{ т.е. фермион,} \\ v_{\lambda}(p, s_p), \text{ если } A = -1 \text{ т.е. антифермион.} \end{cases} \quad (2)$$

Оператор Q представляет собой комбинацию произведений матриц Дирака или их свертков с 4-векторами реакции. В зависимости от вида Q могут возникать различные блоки, такие как спинорные произведения, 4-вектор тока и др.

Наличие «строительных блоков» фейнмановских диаграмм позволяет сформировать технику вычислений амплитуд процессов, которую можно назвать **техникой «строительных» блоков**. Суть этой методики следующая: матричный элемент редуцируется к основному, заранее рассчитанному блоку. Сами блоки используются как скалярные функции, рассчитанные либо через компоненты

физических векторов, аналогично спинорным произведениям в спинорной технике, или через скалярные произведения 4-векторов. Такая редукция очевидно, позволяет уменьшить число вычисляемых фейнмановских графов за счет повторений «строительных» блоков. К наиболее удачным применениям расчетов такого типа следует отнести расчеты, которые реализованы в программе WPHAST [1].

В данной работе для расчета (1) предлагаются использовать блоки, построенные с использованием метода базисных спиноров (МБС), который был разработан в работах [2, 3].

1. Основные соотношения базисных спиноров

В пространстве Минковского введем четверку (тетраду) ортонормированных 4-векторов l_A , которые удовлетворяют следующим соотношениям:

$$(l_\mu l_\nu) = g_{\mu\nu}, \quad l_0^2 = -l_1^2 = -l_2^2 = -l_3^2 = 1, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} l_\mu^\mu l_\nu^\nu l_\rho^\rho l_\sigma^\sigma = -\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}, \quad \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} l_0^\mu l_1^\nu l_2^\rho l_3^\sigma = \varepsilon^{0123} = 1. \quad (4)$$

Соотношения (4) отражают условие того, что тетрада ортонормированных векторов l_μ имеет фиксированную ориентацию в пространстве Минковского.

Метрический тензор g можно представить в виде линейной комбинации матриц-диад, составленных из этих векторов, т.е.

$$g^{\mu\nu} = l_0^\mu \cdot l_0^\nu - l_1^\mu \cdot l_1^\nu - l_2^\mu \cdot l_2^\nu - l_3^\mu \cdot l_3^\nu. \quad (5)$$

Используя векторы l_μ , определим светоподобные векторы, которые образуют изотропную тетраду в пространстве Минковского (об изотропной тетраде см. [4]):

$$b_\rho = (l_0 + \rho l_3) / 2, \quad n_\lambda = (\lambda l_1 + i l_2) / 2, \quad (\rho, \lambda = \pm 1). \quad (6)$$

Из соотношений (5), (6) следует:

$$(b_\rho b_{-\lambda}) = \delta_{\lambda,\rho} / 2, \quad (n_\lambda n_{-\rho}) = \delta_{\lambda,\rho} / 2, \quad (b_\rho n_\lambda) = 0, \quad (7)$$

$$g^{\mu\nu} = \sum_{\lambda=-1}^1 [\tilde{b}_\lambda^\mu \cdot b_{-\lambda}^\nu + \tilde{n}_\lambda^\mu \cdot n_{-\lambda}^\nu], \quad \text{где} \quad (8)$$

$$\tilde{b}_\rho = 2b_\rho, \quad \tilde{n}_\lambda = 2n_\lambda. \quad (9)$$

С помощью векторов изотропной тетрады (7) определим *безмассовые базисные спиноры* $u_\lambda(b_{-1})$ и $u_\lambda(b_1)$:

$$\hat{b}_{-1} u_{\lambda}(b_{-1}) = 0, \quad u_{\lambda}(b_1) = \hat{b}_1 u_{-\lambda}(b_{-1}), \quad (10)$$

$$\omega_{\lambda} u_{\lambda}(b_{\pm 1}) = u_{\lambda}(b_{\pm 1}) \quad (11)$$

с проективной матрицей

$$\omega_{\lambda} = \frac{1}{2}(I + \lambda \gamma_5) \quad (12)$$

и условием нормировки

$$u_{\lambda}(b_{\pm 1}) \bar{u}_{\lambda}(b_{\pm 1}) = \omega_{\lambda} \hat{b}_{\pm 1}. \quad (13)$$

Фазовое соглашение, которое в случае безмассовых частиц будет определять связь между спинорами с разной спиральностью, выберем в виде

$$\hat{n}_{\lambda} u_{-\rho}(b_{-1}) = \delta_{\lambda, \rho} u_{\rho}(b_{-1}). \quad (14)$$

Соотношения (10), (11) и (14) можно записать в обобщенном виде:

$$\hat{b}_{\rho} u_{\lambda}(b_A) = \delta_{\rho, -A} u_{-\lambda}(b_{-A}), \quad (15)$$

$$\omega_{\lambda} u_{\rho}(b_A) = \delta_{\rho, \lambda} u_{\lambda}(b_A), \quad (16)$$

$$\hat{n}_{\rho} u_{\lambda}(b_A) = (-A) \delta_{\rho, A \times \lambda} u_{-\lambda}(b_A), \quad (A, \rho, \lambda = \pm 1). \quad (17)$$

Важным свойством спиноров (10) является соотношение полноты, которое доказывается с помощью (10), (11) и (13) и записывается в виде

$$\sum_{\lambda, A = -1}^1 u_{\lambda}(b_A) \bar{u}_{-\lambda}(b_{-A}) = I. \quad (18)$$

Спинорные произведения базисных спиноров (10) задаются простыми соотношениями

$$\bar{u}_{\lambda}(b_C) u_{\rho}(b_A) = \delta_{\lambda, -\rho} \delta_{C, -A}, \quad (C, A, \lambda, \rho = \pm 1). \quad (19)$$

2. Основные свойства базисных спиноров

Дираковский спинор $w_{\lambda}^A \left(\begin{matrix} p, s \\ p \end{matrix} \right)$ массивного фермиона ($A=1$) и антифермиона ($A=-1$) с 4-импульсом p и произвольным вектором

поляризации s_p может быть построен с помощью проективных операторов спина 1/2 (о свойствах этих операторов см. [5, 6, 7])

$$w_\lambda^A(p, s_p) = (A\lambda) \frac{\left(\hat{p} + Am_p \right) \left(1 + \lambda \gamma_5 \hat{s}_p \right)}{2\sqrt{b_1(p + m_p s_p)}} u_{-A \times \lambda}(b_1). \quad (20)$$

Безусловно, определение спиноров Дирака посредством (20) имеет фазовый произвол, связанный с вычислением нормировочного множителя. В нашем случае фазовый множитель $(A\lambda)$ выбран таким образом, что явный вид дираковских спиноров при выборе представления γ -матриц совпадал с известными классическими формулами в литературе [8].

Рассмотрим специальный случай матричного элемента (1), когда $p = b_C$ и $k = b_{-A}$ т.е.

$$\Gamma_{\rho, \sigma}^{C, A}[Q] = \bar{u}_\rho(b_C) Q u_{-\sigma}(b_{-A}), \quad (21)$$

который можно назвать базовым матричным элементом. С помощью условия полноты (18) легко показать, что для $\Gamma_{\rho, \sigma}^{C, A}[Q_1 Q_2]$ имеет место рекурсивное соотношение

$$\Gamma_{\rho, \sigma}^{C, A}[Q_1 Q_2] = \sum_{D, \lambda=-1}^1 \Gamma_{\rho, \lambda}^{C, D}[Q_1] \Gamma_{\lambda, \sigma}^{D, A}[Q_2]. \quad (22)$$

Рассмотрим некоторые свойства базисных спиноров под действием преобразований представлений группы Пуанкаре. Для преобразования представления буста $U[L_z(V_p)]$ вдоль оси Z имеем, что

$$U^{-1}[L_z(V_p)] u_\lambda(b_A) = \sqrt{\frac{p_0 + Ap}{m_p}} u_\lambda(b_A), \quad p = |\mathbf{p}|. \quad (23)$$

Для преобразований вращений можно показать, что

$$U^{-1}[R(\varphi, \theta, -\varphi)] u_\lambda(b_A) = \sum_{C=-1}^1 u_\lambda(b_C) D_{A\lambda/2, C\lambda/2}^{1/2}(\varphi, \theta, -\varphi). \quad (24)$$

Соотношения (23) и (24) позволяют произвести расчеты базового элемента (21) для различных операторов Q .

3. «Строительные» блоки МБС

Ниже приводится ряд формул для спиральных состояний, которые даются без вывода. Выражение для базового матричного элемента с

$Q = \hat{\varepsilon}_\sigma(p)$, где $\varepsilon_\sigma^\mu(p)$ вектор поляризации векторного массивного бозона с 4-импульсом $p = \{p_0, |\mathbf{p}| \sin \theta_p \cos \varphi_p, |\mathbf{p}| \sin \theta_p \sin \varphi_p, |\mathbf{p}| \cos \theta_p\}$ после ряда преобразований можно привести к виду

$$\Gamma_{\rho,\lambda}^{C,A} \left[\hat{\varepsilon}_\sigma(p) \right] = \left[\left[\frac{p_0}{\sqrt{p^2}} \delta_{\sigma,0} - \sigma \delta_{\sigma^2,1} \right] \frac{C}{\sqrt{2}} \sqrt{3+AC} D_{(A+C)\lambda/2,\sigma}^1(\varphi_p, \theta_p, -\varphi_p) + \right. \\ \left. + \frac{|\mathbf{p}|}{\sqrt{p^2}} \delta_{\sigma,0} \delta_{C,-A} \right] \delta_{\rho,-\lambda}, (\sigma = 0, \pm 1). \quad (25)$$

Здесь $D_{\lambda_1, \lambda_2}^j(\varphi, \theta, \phi) = \exp(-i\lambda_1\varphi) d_{\lambda_1, \lambda_2}^j(\theta) \exp(-i\lambda_2\phi)$ D -функция Вигнера.

Можно также показать, что выражение для базового матричного элемента с $Q = \hat{p} \hat{\varepsilon}_\sigma(p)$ запишется в виде

$$\Gamma_{\rho,\lambda}^{C,A} \left[\hat{p} \hat{\varepsilon}_\sigma(p) \right] = \frac{C}{\sqrt{2}} \sqrt{3-AC} \left(\sigma \delta_{\sigma^2,1} (p_0 - \lambda \sigma |\mathbf{p}|) - \sqrt{p^2} \delta_{\sigma,0} \right) \times \\ \times D_{(A-C)\lambda/2,\sigma}^1(\varphi_p, \theta_p, -\varphi_p) \delta_{\rho,\lambda}, (\sigma = 0, \pm 1). \quad (26)$$

Более сложным примером базового элемента являются коэффициенты разложения биспинора (20) по базисным спинорам т.е.

$$s_{\rho,\lambda}^{(A,D)}(p, s_\xi) = \bar{u}_\rho(b_A) w_\lambda^D(p, s_p) \quad (27)$$

Для спиральных состояний имеем, что [3]

$$s_{\rho,\lambda}^{(A,D)}(p, s_H) = (D\lambda) f_{\rho\lambda,D} \sqrt{p_0 - (D\lambda\rho)|\mathbf{p}|} D_{A\rho/2, -D\lambda/2}^{*1/2}(\varphi_p, \theta_p, -\varphi_p), \quad (28)$$

где

$$f_{\lambda\rho,D} = \delta_{\rho,-\lambda} + D\delta_{\rho,\lambda}. \quad (29)$$

4. Примеры расчетов

Метод базисных спиноров обладает одной возможностью, которая увеличивает его эффективность и делает достаточно мощным средством для расчетов сложных матричных элементов. С помощью соотношения полноты амплитуда процесса может быть представлена в виде композиции функций $\Gamma_{\sigma,\rho}^{C,A}$ (21). Такие вставки позволяют

разбить фермионную линию (1) на произведение фермионных линий с базисными спинорами $u_\lambda(b_A)$, например:

$$\begin{aligned}
M_{\lambda_p, \lambda_k}(p, s_p, k, s_k; Q) &= \sum_{A, C, \sigma, \rho=-1}^1 \left\{ \bar{w}_{\lambda_p}^D(p, s_p) u_{-\sigma}(b_{-C}) \right\} \times \\
&\times \left\{ \bar{u}_\sigma(b_C) Q u_{-\rho}(b_{-A}) \right\} \left\{ \bar{u}_\rho(b_A) w_{\lambda_k}^F(k, s_k) \right\} = \\
&= \sum_{\sigma, \rho=-1}^1 \sum_{A, C=-1}^1 \bar{s}_{\sigma, \lambda_p}^{(C, D)}(p, s_p) \Gamma_{\sigma, \rho}^{C, A}[Q] s_{\rho, \lambda_k}^{(A, F)}(k, s_k). \quad (30)
\end{aligned}$$

В соотношении (30) выделены коэффициенты разложения s, \bar{s} физических спиноров по базисным спинорам, которые также являются частными случаями базового матричного элемента $\Gamma[Q]$:

$$\begin{aligned}
s_{\rho, \lambda}^{(A, B)}(p, s_p) &= \bar{u}_\rho(b_A) w_\lambda^B(p, s_p), \\
\bar{s}_{\rho, \lambda}^{(A, B)}(p, s_p) &= s_{-\rho, \lambda}^{*(-A, B)}(p, s_p). \quad (31)
\end{aligned}$$

Применим метод базисных спиноров для вычисления борновской амплитуды векторного бозона V массы m_V и спиральности τ в пару фермионов

$$V(p, \tau) \rightarrow f_i(k_1, \lambda_{k_1}) + \bar{f}_j(k_2, \lambda_{k_2}). \quad (32)$$

где f фермион со спиральностью λ .

Матричный элемент распада запишется в обобщенном виде:

$$\begin{aligned}
M_{\lambda_{k_1}, \lambda_{k_2}}^\tau(V \rightarrow f_i \bar{f}_j) &= \\
&= R_{ij}^V \bar{u}_{\lambda_{k_1}}(k_1, m_1) \hat{\varepsilon}_\tau(p) \left[\sum_{\alpha=-1}^1 \omega_\alpha g_\alpha^{V\bar{f}f} \right] u_{\lambda_{k_2}}(k_2, m_2), \quad (33)
\end{aligned}$$

где $g_{\pm 1}^{V\bar{f}f}$ L, R константы, генерируемые вершиной $V\bar{f}f$ и R_{ij}^V является функцией фермионных зарядов и элементов СКМ-матрицы.

Матричный элемент (33) с помощью соотношения полноты представим в виде блоков МБС (см. (30)), опуская множитель R_{ij}^V .

$$\begin{aligned}
M_{\lambda_{k_1}, \lambda_{k_2}}^\tau(V \rightarrow f_i \bar{f}_j) &= \\
&= \sum_{\sigma, \rho=-1}^1 \sum_{A, C=-1}^1 \bar{s}_{\rho, \lambda_{k_1}}^{(C, 1)}(k_1) \Gamma_{\rho, \sigma}^{C, A} \left[\hat{\varepsilon}_\tau(p) \sum_{\alpha=-1}^1 \omega_\alpha g_\alpha^{V\bar{f}f} \right] s_{\sigma, \lambda_{k_2}}^{(A, -1)}(k_2) =
\end{aligned}$$

$$= \sum_{\sigma, \rho=-1}^1 \sum_{A, C=-1}^1 g_{-\sigma}^{V\bar{f}\bar{f}} \bar{s}_{\rho, \lambda_{k_1}}^{(C,1)}(k_1) \Gamma_{\rho, \sigma}^{C,A} \left[\hat{\varepsilon}_{\tau}(p) \right] s_{\sigma, \lambda_{k_2}}^{(A,-1)}(k_2). \quad (34)$$

Рассмотрим распад (32) в системе покоя бозона V т.е.

$$\begin{aligned} P^{\mu} &= (M_V, 0, 0, 0), \\ k_1^{\mu} &= (E_{k_1}, |\mathbf{k}| \sin \theta, 0, |\mathbf{k}| \cos \theta), \\ k_2^{\mu} &= (E_{k_2}, -|\mathbf{k}| \sin \theta, 0, -|\mathbf{k}| \cos \theta), \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} k \equiv |\mathbf{k}| &= \frac{\sqrt{M_V^4 + (m_1^2 - m_2^2)^2 - 2M_V^2(m_1^2 + m_2^2)}}{2M_V} = M_V \kappa, \\ E_{k_1} &= \frac{M_V^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M_V}, \quad E_{k_2} = \frac{M_V^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M_V}. \end{aligned} \quad (36)$$

Используя коэффициенты разложения (28) и блок $\Gamma_{\rho, \sigma}^{C,A} \left[\hat{\varepsilon}_{\tau}(p) \right]$ в системе покоя бозона (25) для матричного элемента (34) получим, что

$$\begin{aligned} &M_{\lambda_{k_1}, \lambda_{k_2}}^{\tau} (V \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \\ &= \sum_{\sigma=-1}^1 \sum_{A, C=-1}^1 g_{-\sigma}^{V\bar{f}\bar{f}} \sqrt{\frac{3+AC}{2}} \delta_{\sigma(C+A)/2, \tau} \left(\tau \delta_{\tau^2, 1} - \delta_{\tau, 0} \right) \times \\ &\times \sqrt{(E_{k_2} + \lambda_{k_2} \sigma |\mathbf{k}|)(E_{k_1} - \lambda_{k_1} \sigma |\mathbf{k}|)} D_{A\sigma/2, -\lambda_{k_2}/2}^{*1/2}(\varphi, \theta, -\varphi) D_{C\sigma/2, \lambda_{k_1}/2}^{*1/2}(\varphi, \theta, -\varphi) = \\ &\sum_{\sigma=-1}^1 \sum_{A=-1}^1 g_{-\sigma}^{V\bar{f}\bar{f}} \sqrt{1+A\sigma\tau} \sqrt{(E_{k_2} + \lambda_{k_2} \sigma |\mathbf{k}|)(E_{k_1} - \lambda_{k_1} \sigma |\mathbf{k}|)} \times \\ &\times \left(\tau \delta_{\tau^2, 1} - \delta_{\tau, 0} \right) D_{A\sigma/2, -\lambda_{k_2}/2}^{*1/2}(\varphi, \theta, -\varphi) D_{\tau-A\sigma/2, \lambda_{k_1}/2}^{*1/2}(\varphi, \theta, -\varphi) \end{aligned} \quad (37)$$

С помощью разложения Клебша-Гордана для D -функций Вигнера

$$\begin{aligned} &D_{\lambda_1, \lambda_2}^{1/2}(\varphi, \theta, -\varphi) D_{\sigma_1, \sigma_2}^{1/2}(\varphi, \theta, -\varphi) = \frac{1}{4} \sqrt{(3+4\lambda_1\sigma_1)} \sqrt{(3+4\lambda_2\sigma_2)} \times \\ &\times D_{\lambda_1+\sigma_1, \lambda_2+\sigma_2}^1(\varphi, \theta, -\varphi) + 2\lambda_1\lambda_2\delta_{\lambda_1, -\sigma_1}\delta_{\lambda_2, -\sigma_2}, \quad \tilde{a}\tilde{a}\tilde{a} \quad (\lambda_{1,2}, \sigma_{1,2} = \pm 1/2), \end{aligned} \quad (38)$$

после суммирования по индексу A и с учетом того, что $\varphi = 0$ приходим к выражению

$$M_{\lambda_{k_1}, \lambda_{k_2}}^\tau \left(V \rightarrow f_i \bar{f}_j \right) = d_{\tau, (\lambda_{k_1} - \lambda_{k_2})/2}^1(\theta) R_{ij}^V \left(\tau \delta_{\tau^2, 1} - \delta_{\tau, 0} \right) \times \\ \times \sqrt{\frac{3 - \lambda_{k_1} \lambda_{k_2}}{2}} \sum_{\sigma=-1}^1 g_{-\sigma}^{\text{Vff}} \sqrt{\left(E_{k_2} + \lambda_{k_2} \sigma |\mathbf{k}| \right) \left(E_{k_1} - \lambda_{k_1} \sigma |\mathbf{k}| \right)}. \quad (39)$$

Рассмотрим разбиение для функции $\sqrt{\left(E_{k_2} + \tau |\mathbf{k}| \right) \left(E_{k_1} + \rho |\mathbf{k}| \right)}$ в системе покоя. После преобразований, приходим к соотношению

$$\sqrt{\left(E_{k_2} + \tau |\mathbf{k}| \right) \left(E_{k_1} + \rho |\mathbf{k}| \right)} = \\ = \frac{M_V}{\sqrt{2}} \left[\delta_{\tau, \rho} \sqrt{1 - \tilde{m}_+ + 2\rho\kappa} + \delta_{\tau, -\rho} \sqrt{\tilde{m}_+ - \tilde{m}_-^2 + 2\rho\tilde{m}_-\kappa} \right] = \\ = \frac{M_V}{\sqrt{2}} \left[\delta_{\tau, \rho} Y_\rho^{(I)} + \delta_{\tau, -\rho} \sqrt{2} Y_\rho^{(II)} \right], \quad (40)$$

где

$$\tilde{m}_\pm = \frac{m_1^2 \pm m_2^2}{M_V^2}.$$

Используя (40), получаем, что матричный элемент (39) принимает компактный вид

$$M_{\lambda_{k_1}, \lambda_{k_2}}^\tau \left(V \rightarrow f_i \bar{f}_j \right) = d_{\tau, (\lambda_{k_1} - \lambda_{k_2})/2}^1(\theta) R_{ij}^V \left(\tau \delta_{\tau^2, 1} - \delta_{\tau, 0} \right) M_V \times \\ \times \sum_{\sigma=-1}^1 g_{-\sigma}^{\text{Vff}} \left[\delta_{\lambda_{k_2}, -\lambda_{k_1}} Y_{\lambda_{k_2}\sigma}^{(I)} + \delta_{\lambda_{k_2}, \lambda_{k_1}} Y_{\lambda_{k_2}\sigma}^{(II)} \right]. \quad (41)$$

Если $m_1 = m_2 = 0$, то (41) редуцируется к

$$M_{\lambda_{k_1}, \lambda_{k_2}}^\tau \left(V \rightarrow f_i \bar{f}_j \right) = \delta_{\lambda_{k_2}, -\lambda_{k_1}} M_V g_{\lambda_{k_2}}^{\text{Vff}} d_{\tau, \lambda_{k_1}}^1(\theta) R_{ij}^V \left(\tau \delta_{\tau^2, 1} - \delta_{\tau, 0} \right). \quad (42)$$

Отметим, что последующий расчет ширины распада приводит к стандартным выражениям, которые можно найти, например, в [9].

Таким образом, в работе приведен пример расчета техникой строительных блоков, полученных в рамках МБС. Полученные конструкции можно использовать как готовые функции и расчете более сложных процессов.

Литература

1. Accomando, E. WPHACT 2.0: A fully massive Monte-Carlo generator for four fermion physics at e+ e- colliders / E. Accomando, A. Ballestrero, E. Maina // Comput. Phys. Commun. – 2003. – Vol. 150. – P. 166–196.

2. Андреев, В.В. Аналитическое вычисление фейнмановских амплитуд / В.В. Андреев // Ядерная физика. – 2003. – Т. 66. – № 2. – С. 410–420.

3. Андреев, В.В. Пуанкаре-ковариантные модели двухчастичных систем с квантовополевыми потенциалами / В.В. Андреев. – Гомель: УО «Гомельский государственный университет им.Ф.Скорины», 2008. – 294 с.

4. Borodulin, V.I. CORE -COmpendium of Relations / V.I. Borodulin, R.N. Rogalev, S.R. Slabospitsky. – Protvino, Russia: ИИЕР, 1995. – 108 p. – (Preprint ИИЕР 95-90).

5. Федоров, Ф.И. Группа Лоренца / Ф.И. Федоров. – Москва: Наука, 1979. – 384 с.

6. Богуш, А.А. Введение в полевую теорию элементарных частиц / А.А. Богуш. – Минск: Наука и техника, 1981. – 390 с.

7. Богуш, А.А. Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий / А.А. Богуш. – Минск: Наука и техника, 1987. – 359 с.

8. Хелзен, Ф. Кварки и лептоны. Введение в физику частиц / Ф. Хелзен, А. Мартин. – Москва: Мир, 1987. – 456 с.

9. Denner, A. The W -boson width / A. Denner, T. Sack // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. – 1990. – Vol. 46. – № 4. – P. 653–663.

В.В. Андреев, О.М. Дерюжкова, Н.В. Максименко

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

АМПЛИТУДА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В КОВАРИАНТНОМ ДИПОЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Введение

Благодаря повышению точности измерения электромагнитных характеристик адронов в последнее время открываются новые возможности для более глубокого анализа существующих теоретико-полевых и модельных представлений о взаимодействии адронов с электромагнитным полем. При исследовании электромагнитных характеристик адронов особое внимание отводится поляризуемостям

адронов, поскольку эти характеристики чувствительны не только к особенностям самой структуры адронов, но и к механизмам поглощения и излучения электромагнитного поля. В работах [1-6] активно развивались ковариантные методы описания взаимодействия электромагнитного поля с адронами, в которых электромагнитные характеристики этих частиц являются основополагающими. В работе [6] на основе принципа соответствия между классической и квантовой теориями в рамках полевого подхода представлен эффективный ковариантный лагранжиан взаимодействия электромагнитного поля с частицами спина половина с учетом их поляризуемостей, который недавно был использован для фитирования экспериментальных данных по комптоновскому рассеянию на протоне в энергетической окрестности рождения $\Delta(1232)$ резонанса [7]. В работах [8], [9] были получены спиновые поляризуемости на основе общих принципов релятивистской квантовой теории, которым удовлетворяет амплитуда низкоэнергетического комптоновского рассеяния. Интерпретация этих поляризуемостей дана в рамках нерелятивистского мультипольного разложения взаимодействия электромагнитного поля с нуклонами в работах [8-10].

В данной работе предложен вариант релятивистски-инвариантного определения спиновых поляризуемостей, в основе которого лежит ковариантное построение наведенных дипольных моментов и феноменологические эффективные лагранжианы взаимодействия электромагнитного поля с этими моментами [1], [2].

Для введения спиновых поляризуемостей воспользуемся лагранжианом релятивистской электродинамики [5], [6]:

$$L = -\frac{1}{4} G^{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \quad (1)$$

В этом выражении $G^{\mu\nu}$ – антисимметричный тензор наведенных дипольных моментов структурной частицы, который определяется следующим образом:

$$G^{\mu\nu} = (d^\mu u^\nu - u^\mu d^\nu) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} m_\rho m_\sigma, \quad (2)$$

где d^μ и m^μ – компоненты электрического и магнитного моментов, представленные в ковариантной форме; u^μ – компоненты 4-х скорости частицы. Компоненты векторов электрического и магнитного моментов через тензоры поляризуемостей в ковариантной форме с учетом закона сохранения четности имеют вид:

$$d^\mu = 4\pi\alpha^{\mu\nu} e_\nu + 4\pi\kappa^{\mu\nu} (u\partial)_\nu, \quad (3)$$

$$m^\mu = 4\pi\beta^{\mu\nu}h_\nu + 4\pi\tilde{\kappa}^{\mu\nu}(u\partial)h_\nu, \quad (4)$$

где $(u\partial) = u_\mu\partial^\mu$, $\alpha^{\mu\nu}$, $\beta^{\mu\nu}$, $\kappa^{\mu\nu}$, $\tilde{\kappa}^{\mu\nu}$ – тензоры поляризуемостей. Учитывая (2) в (1), выражение для лагранжиана принимает вид [11]:

$$L = -\frac{1}{2}(e_\mu d^\mu + h_\mu m^\mu), \quad (5)$$

где $e_\mu = F_{\mu\nu}u^\nu$, $h_\mu = \tilde{F}_{\mu\nu}u^\nu$, $\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$.

1. Определение эффективного лагранжиана и амплитуды комптоновского рассеяния

Лагранжиан (5) в рамках теоретико-полевого ковариантного подхода имеет вид [5]:

$$L(x) = \frac{i\pi}{4m} \left[\bar{\Psi}\gamma^\nu \hat{L}_{\nu\sigma}^{\leftrightarrow} \partial^\sigma \Psi + \bar{\Psi}\hat{L}_{\nu\sigma}^{\leftrightarrow} \gamma^\nu \partial^\sigma \Psi + \bar{\Psi}\gamma^\sigma \hat{L}_{\nu\sigma}^{\leftrightarrow} \partial^\nu \Psi + \bar{\Psi}\hat{L}_{\nu\sigma}^{\leftrightarrow} \gamma^\sigma \partial^\nu \Psi \right], \quad (6)$$

где γ^ν – матрицы Дирака, $\Psi(x)$ – биспинор поля Дирака, $\partial^\nu = \vec{\partial}^\nu - \overleftarrow{\partial}^\nu$.

В лагранжиане (6) тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}$ выражается через тензоры поляризуемостей, которые введены в (3) и (4):

$$\hat{L}_{\nu\sigma} = \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\delta)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\beta)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\tilde{\kappa})} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\tilde{\delta})}. \quad (7)$$

С целью установления влияния перекрестной симметрии на вклад спиновых поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния в

дипольном представлении определим в (7) тензоры $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha,\beta)}$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa,\tilde{\kappa})}$ следующим образом: $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha,\beta)} = \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha_1,\beta_1)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha_2,\beta_2)}$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa,\tilde{\kappa})} = \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa_1,\tilde{\kappa}_1)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa_2,\tilde{\kappa}_2)}$.

В свою очередь, приведенные тензоры определяются так:

$$\begin{aligned} \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha_1)} &= F_{\nu\mu} \hat{\alpha}^{\mu\rho}(\alpha_1) F_{\rho\sigma}, & \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa_1)} &= \left(F_{\nu\mu} \hat{\partial}_\delta^{\leftrightarrow} F_{\rho\sigma} \right) \hat{\kappa}^{\mu\rho\delta}(\kappa_1), \\ \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha_2)} &= F_{\nu\mu} \hat{\alpha}^{\mu\rho}(\alpha_2) F_{\rho\sigma}, & \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa_2)} &= \left(F_{\nu\mu} \hat{\partial}_\delta^{\leftrightarrow} F_{\rho\sigma} \right) \hat{\kappa}^{\mu\rho\delta}(\kappa_2), \end{aligned}$$

в которых введены обозначения $\hat{\alpha}^{\mu\rho}(\alpha_1) = \alpha_1 g^{\mu\rho}$,

$$\hat{\alpha}^{\mu\rho}(\alpha_2) = \frac{\alpha_2}{m} \varepsilon^{\mu\rho\kappa\varepsilon} \hat{W}_\kappa \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\varepsilon, \quad \hat{\kappa}^{\mu\rho\delta}(\kappa_1) = \kappa_1 g^{\mu\rho} \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\delta, \quad \hat{\kappa}^{\mu\rho\delta}(\kappa_2) = \frac{\kappa_2}{m} \varepsilon^{\mu\rho\kappa\varepsilon} \hat{W}_\kappa \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\varepsilon \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\delta,$$

\hat{W}_κ – оператор вектора Паули-Любанского. Если в приведенных тензорах сделать замену $F_{\mu\nu} \rightarrow \tilde{F}_{\mu\nu}$, то получим выражения для $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\beta)}$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\tilde{\kappa})}$. Поскольку каждое слагаемое в (7) вносит определенные свойства перекрестной симметрии в амплитуду комптоновского рассеяния, то определим их вклады отдельно.

2. Определение эффективного лагранжиана и амплитуды комптоновского рассеяния на основе $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha_1)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\beta_1)}$.

Согласно (6) лагранжиан $L^{(\alpha_1)} + L^{(\beta_1)}$ сводится к выражению

$$L^{(\alpha_1)} + L^{(\beta_1)} = \frac{2\pi}{m} (\alpha_1 F_{\nu\mu} F_\sigma^\mu + \beta_1 \tilde{F}_{\nu\mu} \tilde{F}_\sigma^\mu) \theta^{\nu\sigma}, \quad (8)$$

$$\text{где } \theta^{\nu\sigma} = \frac{i}{2} \bar{\Psi} \gamma^\nu \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\sigma \Psi.$$

Амплитуда комптоновского рассеяния с учетом лагранжиана (8) имеет вид [12]

$$M^{(\alpha_1)} + M^{(\beta_1)} = \left(\frac{2\pi}{m} \right) \left[\alpha_1 (F_{\nu\mu}^{(2)} F_\sigma^{(1)\mu} + F_{\nu\mu}^{(1)} F_\sigma^{(2)\mu}) + \beta_1 (\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \tilde{F}_\sigma^{(1)\mu} + \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)} \tilde{F}_\sigma^{(2)\mu}) \right] \bar{U}^{(r_2)}(\vec{p}_2) \gamma^\nu P^\sigma U^{(r_1)}(\vec{p}_1). \quad (9)$$

В уравнении (9) введены обозначения $\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\nu\mu\gamma\omega} F^{(2)\gamma\omega}$, $F^{(2)\gamma\omega} = (k_2^\gamma e^{(\lambda_2)\omega} - k_2^\omega e^{(\lambda_2)\gamma})$, $F^{(1)\gamma\omega} = (k_1^\gamma e^{(\lambda_1)\omega} - k_1^\omega e^{(\lambda_1)\gamma})$, а также $e_\mu^{(\lambda_1)}$ и $e_\mu^{(\lambda_2)}$ – векторы поляризации начального и конечного фотонов, $P = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$, k_1, p_1 и k_2, p_2 – импульсы начальных и конечных фотонов и нуклонов, $U^{(r_1)}(\vec{p}_1)$ и $\bar{U}^{(r_2)}(\vec{p}_2)$ – биспиноры начальных и конечных нуклонов. Из соотношения (9) следует, что часть амплитуды комптоновского рассеяния, обусловленная электрической и магнитной поляризуемостями, удовлетворяет условию

перекрестной симметрии и вносит вклад, начиная со второго порядка по частоте излучения. В системе покоя мишени и во втором порядке по частоте излучения из (9) следует соотношение:

$$M^{(\alpha_1)} + M^{(\beta_1)} = 4\pi\omega_1\omega_2\chi_f^+ \left[\alpha_1 \begin{pmatrix} \rightarrow(\lambda_2) \rightarrow(\lambda_1) \\ e & e \end{pmatrix} + \beta_1 \left(\begin{bmatrix} \rightarrow(\lambda_2) \rightarrow \\ e & n_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \rightarrow(\lambda_1) \rightarrow \\ e & n_1 \end{bmatrix} \right) \right] \chi_i.$$

Из требований калибровочной и релятивистской инвариантностей

следует, что вклад $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\alpha_2)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\beta_2)}$, а также $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa_1)} + \hat{L}_{\nu\sigma}^{(\tilde{\kappa}_1)}$ равен нулю.

3. Определение эффективного лагранжиана и амплитуды комптоновского рассеяния на основе вклада $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\kappa_2)}$ и $\hat{L}_{\nu\sigma}^{(\tilde{\kappa}_2)}$.

Лагранжиан, соответствующий вкладам κ_2 и $\tilde{\kappa}_2$, в данном подходе имеет вид:

$$L^{(\kappa_2)} + L^{(\tilde{\kappa}_2)} = \frac{i\pi}{4m^2} (\varepsilon^{\mu\rho\kappa\varepsilon}) \left[\kappa_2 F_{\nu\mu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\delta F_{\rho\sigma} + \tilde{\kappa}_2 \tilde{F}_{\nu\mu} \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\delta \tilde{F}_{\rho\sigma} \right] \times \\ \times \bar{\Psi} \left[\left(\gamma^\nu \hat{W}_\kappa + \hat{W}_\kappa \gamma^\nu \right) \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\sigma + \left(\gamma^\sigma \hat{W}_\kappa + \hat{W}_\kappa \gamma^\sigma \right) \overset{\leftrightarrow}{\partial}^\nu \right] \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\varepsilon \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\delta \Psi.$$

Часть амплитуды комптоновского рассеяния, вычисленная на основе этого лагранжиана, определяется следующим образом:

$$M^{(\kappa_2)} + M^{(\tilde{\kappa}_2)} = \frac{4\pi i}{m^3} (\varepsilon^{\mu\rho\kappa\varepsilon}) (k_1 + k_2)_\delta \left[\kappa_2 (F_{\nu\mu}^{(2)} F_\sigma^{(1)\mu} - F_\sigma^{(2)\mu} F_{\nu\mu}^{(1)}) + \right. \\ \left. + \tilde{\kappa}_2 (\tilde{F}_{\nu\mu}^{(2)} \tilde{F}_\sigma^{(1)\mu} - \tilde{F}_\sigma^{(2)\mu} \tilde{F}_{\nu\mu}^{(1)}) \right] \bar{U}^{(r_2)} \left(\vec{p}_2 \right) \gamma^5 \left[(\delta_\tau^\nu \gamma_\kappa - \delta_\kappa^\nu \gamma_\tau) P^\sigma + \right. \\ \left. + (\delta_\varepsilon^\sigma \gamma_\kappa - \delta_\varepsilon^\sigma \gamma_\tau) P^\nu \right] P^\tau P_\varepsilon P^\delta U^{(r_1)} \left(\vec{p}_1 \right). \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что амплитуда $M^{(\kappa_2)} + M^{(\tilde{\kappa}_2)}$ инвариантна относительно перекрестной симметрии. Вклад этой амплитуды начинается с третьего порядка по частоте излучения. Если в (10) в системе покоя мишени ограничиться третьим порядком в разложении по частоте излучения, то получим

$$M^{(\kappa_2)} + M^{(\tilde{\kappa}_2)} = 4\pi i m (\omega_1 + \omega_2) (\omega_1 \omega_2) \left\{ \kappa_2 \left(S \begin{bmatrix} \rightarrow(\lambda_2) \rightarrow(\lambda_1) \\ e & e \end{bmatrix} \right) \right\} +$$

$$+ \tilde{\kappa}_2 \left(S \left[\left[\begin{array}{c} \rightarrow \\ e \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} \rightarrow^{(\lambda_2)} \\ n_2 \end{array} \right] \cdot \left[\begin{array}{c} \rightarrow^{(\lambda_1)} \\ e \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} \rightarrow \\ n_1 \end{array} \right] \right] \right) \Bigg\}.$$

Заклучение

В данной работе предложен вариант релятивистски-инвариантного определения спиновых поляризуемостей, в основе которого лежит ковариантное построение наведенных дипольных моментов и феноменологические эффективные лагранжианы взаимодействия электромагнитного поля с этими моментами. Показано, что в предложенной модели с учетом перекрестной симметрии, законов сохранения четности и калибровочной инвариантности спиновые поляризуемости вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния начиная с третьего порядка по частоте излучения.

Литература

1. Максименко, Н.В. Феноменологическое описание поляризуемостей элементарных частиц в полевой теории / Н.В. Максименко, Л.Г. Мороз // Труды XI Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий и релятивистский ядерной физике. Д2-11707, ОИЯИ, Дубна. – 1979. – С. 533–543.
2. Максименко, Н.В. Ковариантное определение поляризуемости адронов спина единица / Н.В. Максименко // Доклады Академии наук Беларуси. – 1992. – Т. 36. – № 6. – С. 508–510.
3. Левчук, М.И. Гирация нуклона как одна из характеристик его электромагнитной структуры / М.И. Левчук, Л.Г. Мороз // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. – 1985. – № 1. – С. 45–54.
4. Богуш, А.А. Об описании поляризуемости скалярных частиц в теории релятивистских волновых уравнений / А.А. Богуш, В.В. Кисель, М.И. Левчук, Л.Г. Мороз // Ковариантные методы в теоретической физике. Физика элементарных частиц и теория относительности. – 1981. – С. 81–90.
5. Андреев, В.В. Поляризуемость элементарных частиц в теоретико-полевым подходе / В.В. Андреев, Н.В. Максименко // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 4(9). – С. 7–11.
6. Максименко, Н.В. Ковариантный калибровочно-инвариантный формализм Лагранжа с учетом поляризуемостей частиц / Н.В. Максименко, О.М. Дерюжкова // Весці НАН Беларусі, серыя фіз.-мат. навук. – М.: «Беларуская навука», 2011. – № 2. – С. 27–30.

7. Zhang, Y. Proton Compton scattering in a unified proton- Δ^+ Model / Y. Zhang, K. Savvidy // Phys. Rev. C. – 2013. – Vol. 88. – P. 064614–1–12.
8. Raguza, S. Third-order spin polarizabilities of the nucleon: I / S.Raguza // Phys. Rev. D. – 1993. – Vol. 47. – № 9. – P. 3757–3767.
9. Raguza, S. Third-order spin polarizabilities of the nucleon: II / S.Raguza // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 49. – № 7. – P. 3157–3159.
10. Low-energy Compton scattering of polarized photons on polarized nucleons / D. Babusci [et al.] // Phys. Rev. C. – 1998. – Vol. 58. – P. 1013–1041.
11. Anandan, J.S. Classical and quantum interaction of the dipole / J.S.Anandan // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – P. 1354–1357.
12. Andreev, V.V. Covariant equations of motion of a spin $\frac{1}{2}$ particle in an electromagnetic field with allowance for polarizabilities / V.V. Andreev, O.M. Deryuzhkova, N.V. Maksimenko // Russ. Phys. Journ. – 2014. – Vol. 56. – № 9. – P. 1069–1075.

Н.А. Ахраменко, Л.М. Булавко

**УО «Белорусский государственный университет транспорта»,
Беларусь**

МАССА МАССИВНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ С УЧЕТОМ ГРАВИТАЦИОННОГО ДЕФЕКТА

Поле тяготения проявляет себя в первую очередь тем, что оказывает силовое воздействие на находящиеся в нем массивные материальные тела. В связи с этим в физике гравитационных явлений к непосредственно измеряемым величинам следует отнести гравитационную массу и напряжённость гравитационного поля. В теории Ньютона гравитационная масса или тяготеющая материя является источником гравитационного поля, напряжённость которого представляет собой его силовую характеристику. Как известно в теории Ньютона напряжённость статического поля тяготения определяется величиной силы, действующей в гравитационном поле на покоящееся пробное тело единичной массы, и является вектором ускорения свободного падения.

Большинство небесных тел имеют с хорошим приближением сферически-симметричное распределение масс. Таковыми являются звезды, планеты, спутники планет. Гравитационное поле таких тел, также будет являться сферически-симметричным. На разных стадиях эволюции с течением времени небесные тела изменяют как размеры, так и массу, а также плотность.

Рассмотрим массивную сферическую оболочку (сферу) с радиусом R и массой m , сформированную пылевидной системой частиц, взаимодействующих между собой посредством только гравитационного поля. Пусть масса распределена равномерно по оболочке (поверхности). Масса обуславливает наличие сил, стягивающих оболочку.

Величина напряженности гравитационного поля на поверхности сферы представляется соответственно в виде (по аналогии с электрическим полем [1])

$$g = -\frac{Gm}{2R^2}, \quad (1)$$

где G – гравитационная постоянная.

Вектор \vec{g} направлен к центру сферы (рисунок 1).

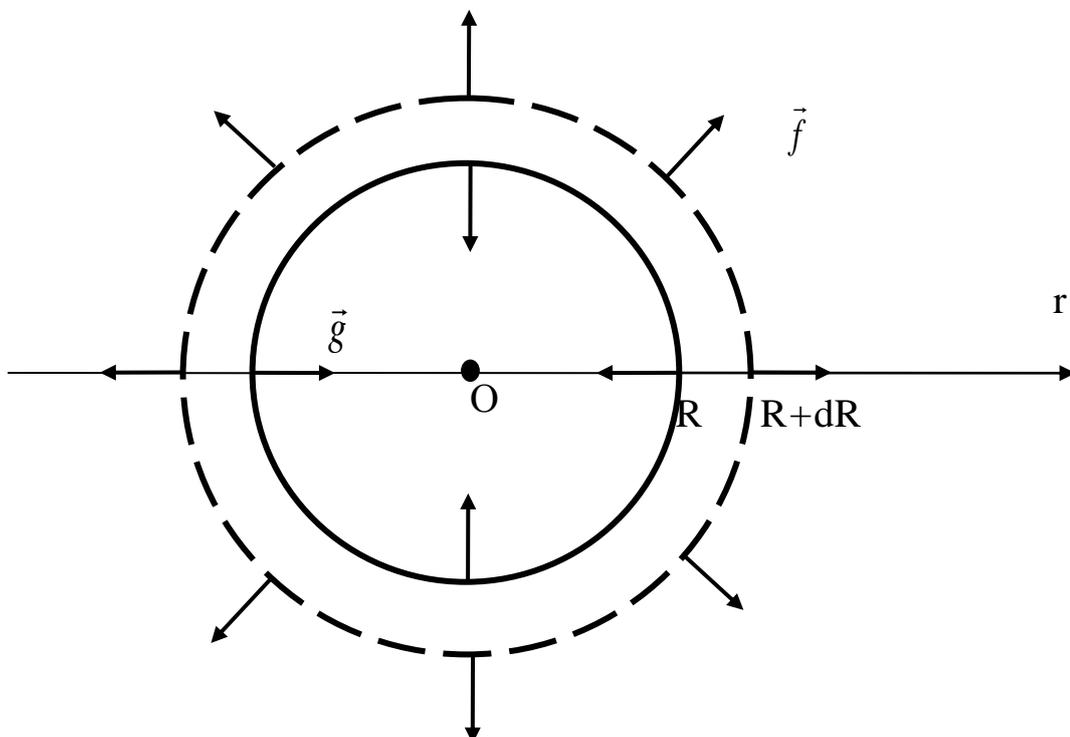


Рисунок 1 – Силы f , растягивающие сферическую оболочку

Сила, действующая на элемент поверхности площадью dS вследствие гравитационного взаимодействия (с учетом (1)), равна по величине

$$f_{cp} = gdm = g \frac{m}{4\pi R^2} dS = -\frac{Gm^2}{8\pi R^4} dS \quad (2)$$

и направлена к центру сферы.

Пусть сфера изменяет радиус с величины R до величины $R + dR$ (пунктирная окружность на рисунке (1)) вследствие того, что каждая ее частица под действием распределенной по поверхности внешней силы \vec{f} , компенсирующей силы тяготения \vec{f}_{cp} (2), движется радиально от центра (с бесконечно малой скоростью).

Элементарная работа сил, растягивающих оболочку, при этом равна

$$\delta A = f 4\pi R^2 dR = \frac{Gm^2}{8\pi R^4} 4\pi R^2 dR = \frac{Gm^2}{2R^2} dR. \quad (3)$$

Положим, что совершаемая внешними силами работа над оболочкой (3), приводит к увеличению массы оболочки (вследствие взаимосвязи массы и энергии). При этом

$$\delta A = c^2 dm, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме. Тогда, используя (3) и (4) можно записать

$$\frac{Gm^2}{2R^2} dR = c^2 dm. \quad (5)$$

Соотношение (5) устанавливает величину приращения массы оболочки при совершении работы против сил тяготения. Разделим переменные в полученном уравнении

$$\frac{G}{2R^2} dR = c^2 \frac{dm}{m^2}. \quad (6)$$

Используя (6) получим

$$\int \frac{G}{2R^2} dR = \int c^2 \frac{dm}{m^2}. \quad (7)$$

Интегрируя выражение (7), получим

$$-\frac{G}{2R} = -\frac{c^2}{m} + const. \quad (8)$$

Таким образом, масса зависит от радиуса оболочки. Константу интегрирования в (8) можно найти из условия, что на бесконечности масса равна M . Тогда для константы имеем

$$const = \frac{c^2}{M}. \quad (9)$$

Подставив константу (9), получаем закон изменения массы оболочки от ее радиуса

$$-\frac{G}{2R} = -\frac{c^2}{m} + \frac{c^2}{M}. \quad (10)$$

Найдем теперь из (10) M

$$M = \frac{m}{1 - \frac{Gm}{2c^2R}}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что особенной является величина

$$R \rightarrow R_0 = \frac{Gm}{2c^2}, \quad (12)$$

при которой знаменатель обращается в нуль.

При распределении массы на сфере радиуса R_0 свободная масса M должна стремиться к бесконечности. Отсюда следует, для удаления на бесконечность элементов такой оболочки нужно затратить бесконечно большую работу.

Аналогичной по структуре с полученной величиной (12) в ОТО [2] является гравитационный радиус или радиус Шварцшильда

$$r_g = \frac{2Gm}{c^2}, \quad (13)$$

который в 4 раза больше. Однако точно такая же величина как в выражении (12) появляется в калибровочной теории скалярного гравитационного поля [3], а также в гравистатике Бриллюэна [4]. Из (10) для величины m получим

$$m = \frac{M}{1 + \frac{GM}{2c^2R}}. \quad (14)$$

Отсюда следует, что масса оболочки возрастает вместе с увеличением радиуса оболочки и на бесконечности является максимальной (равна свободной массе M). Масса оболочки при произвольном радиусе меньше её свободной (распределенной по бесконечности, не связанной гравитационным взаимодействием) массы. Работа при расширении оболочки совершается против сил тяготения, поэтому по определению это есть энергия связи гравитационного поля, определяющая дефект массы оболочки.

Примечательным является то обстоятельство, что точно такое же по форме выражение (14) для массы сферической пылевидной оболочки получается и в калибровочной теории скалярного гравитационного поля /3/ с тем лишь замечанием, что в /3/ слева есть полная масса оболочки, включая массу самого поля.

Литература

1. Ахраменко, Н.А. К определению электрического поля равномерно заряженной сферы / Н.А. Ахраменко, Л.М. Булавко // Вестник БГУ. – 2005. – Сер. 1. – № 3. – С. 40–43.
2. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля / Л.Д.Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. – 512 с.
3. Сердюков, А.Н. Калибровочная теория скалярного гравитационного поля / А.Н. Сердюков. – Гомель, изд-во Гомельского гос. ун-та, 2005. – 257 с.
4. Бриллюэн, Л. Новый взгляд на теорию относительности / Л.Бриллюэн. – М.: Мир, 1972. – 142 с.

О.В. Веко

**УО «Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина», Беларусь**

О КВАНТИЗАЦИИ УСЛОВИЙ ОБРАЩЕНИЯ В НОЛЬ ТОКА J^z ДЛЯ ДИРАКОВСКОГО ПОЛЯ НА ГРАНИЦАХ ОБЛАСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ПЛОСКОСТЯМИ

В связи с эффектом Казимира [1] для спинорного поля в области, ограниченной двумя плоскостями, специальный интерес представляю решения уравнения Дирака, отвечающие исчезающему току J^z на

границах области. Этого удается достигать при рассмотрении 4-мерного пространства состояний $\{\Psi_4\}$ с базисом из четырех решений с двумя противоположными по знаку проекциями импульса на направление магнитного под $+k_3$ и $-k_3$, с двумя возможными состояниями спиральности каждая. В работе [2] на основе анализа выражения тока дираковского поля в спинорном базисе условие обращения тока J^z в ноль было сформулировано в виде двух ограничений, содержащих два фазовых множителя:

$$\Psi_3 = e^{i\rho}\Psi_1, \quad \Psi_4 = e^{i\sigma}\Psi_2. \quad (1a)$$

и на этой основе требование обращения в ноль J^z на границах такой области сведено к однородной системе четырех линейных уравнений относительно комплексных коэффициентов линейной суперпозиции базисных волновых функций, коэффициенты системы зависят от квантовых чисел состояния с фиксированной энергией и четырех не фиксированных фазовых множителей. Условие разрешимости однородной системы – равенство нулю ее определителя имеет вид алгебраического уравнения 4-й степени относительно переменной $x = e^{2ik_3 a}$, где a – половина расстояния между плоскостями. Каждый найденный при сформулированных условиях корень уравнения 4-й степени, лежащий на окружности единичного радиуса, дает некоторое правило квантования для третьей проекции импульса k_3 . Однако и соотношения (1a) и выведенная из нее система уравнений не ковариантные: их форма пригодна только в спинорном базисе матриц Дирака. Цель работы – обобщить процедура анализа этой задачи на произвольный базис матриц Дирака.

Представим соотношения (1a) в матричной форме

$$\begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & e^{-i\rho} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\sigma} \\ e^{i\rho} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\sigma} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix}, \quad \Psi = G \Psi. \quad (1b)$$

Матрицу G можно разложить по базису матриц Дирака в спинорном базисе – это разложение будет автоматически ковариантным, т.е. справедливым в любом другом базисе. С учетом вида матриц Дирака в спинорном базисе

$$\gamma^a = \begin{vmatrix} 0 & \bar{\sigma}^a \\ \sigma^a & 0 \end{vmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{vmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{vmatrix}, \quad \gamma^5 \gamma^a = \begin{vmatrix} 0 & \bar{\sigma}^a \\ -\sigma^a & 0 \end{vmatrix}$$

разложение матрицы G из (1.1b) следует искать в виде

$$G = (n_0 \gamma^0 + n_3 \gamma^3) + \gamma^5 (m_0 \gamma^0 + m_3 \gamma^3); \quad (2a)$$

в более детальной записи оно выглядит так:

$$G = \begin{vmatrix} 0 & (n_0 - m_0) - (n_3 - m_3) \sigma^3 \\ (n_0 + m_0) + (n_3 + m_3) \sigma^3 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2b)$$

С учетом явного вида G из (1b) получаем систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} (n_0 - m_0) - (n_3 - m_3) &= e^{-i\rho}, & (n_0 - m_0) + (n_3 - m_3) &= e^{-i\sigma}, \\ (n_0 + m_0) + (n_3 + m_3) &= e^{+i\rho}, & (n_0 + m_0) - (n_3 + m_3) &= e^{+i\sigma}. \end{aligned} \quad (3a)$$

Ее решение следующее

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{1}{2} (\cos \rho + \cos \sigma), & n_3 &= \frac{1}{2} (i \sin \rho - i \sin \sigma), \\ m_0 &= \frac{1}{2} (i \sin \rho + i \sin \sigma), & m_3 &= \frac{1}{2} (\cos \rho - \cos \sigma). \end{aligned} \quad (3b)$$

Соответственно, матрица G (2a) представляется так:

$$\begin{aligned} G &= \frac{1}{2} (\cos \rho + \cos \sigma) \gamma^0 + \frac{1}{2} (i \sin \rho - i \sin \sigma) \gamma^3 + \\ &+ \gamma^5 \left[\frac{1}{2} (i \sin \rho + i \sin \sigma) \gamma^0 + \frac{1}{2} (\cos \rho - \cos \sigma) \gamma^3 \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Можно преобразовать это выражение в следующее

$$\begin{aligned} G &= \frac{1}{4} (e^{i\rho} + e^{-i\rho} + e^{i\sigma} + e^{-i\sigma}) \gamma^0 + \frac{1}{4} (e^{i\rho} - e^{-i\rho} - e^{i\sigma} + e^{-i\sigma}) \gamma^3 + \\ &+ \frac{1}{4} \gamma^5 \left[(e^{i\rho} - e^{-i\rho} + e^{i\sigma} - e^{-i\sigma}) \gamma^0 + \frac{1}{4} (e^{i\rho} + e^{-i\rho} - e^{i\sigma} - e^{-i\sigma}) \gamma^3 \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Это равенство можно представит иначе

$$G = e^{+i\rho} \frac{1 + \gamma^5}{2} \frac{\gamma^0 + \gamma^3}{2} + e^{-i\rho} \frac{1 - \gamma^5}{2} \frac{\gamma^0 - \gamma^3}{2} +$$

$$+e^{+i\sigma} \frac{1+\gamma^5}{2} \frac{\gamma^0 - \gamma^3}{2} + e^{-i\sigma} \frac{1-\gamma^5}{2} \frac{\gamma^0 + \gamma^3}{2}. \quad (6)$$

Условие обращения тока в ноль (в любом базисе матриц Дирака (6)) выглядит так:

$$J^z = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad G(\rho, \sigma) \Psi = \Psi. \quad (7)$$

Формула (6) упрощается при $e^{i\sigma} = e^{i\rho}$:

$$G = e^{+i\rho} \frac{1+\gamma^5}{2} \gamma^0 + e^{-i\rho} \frac{1-\gamma^5}{2} \gamma^0; \quad (8)$$

формула (6) упрощается также и при $e^{i\sigma} = e^{-i\rho}$:

$$G = e^{+i\rho} \frac{\gamma^0 + \gamma^3}{2} + e^{-i\rho} \frac{\gamma^0 - \gamma^3}{2}; \quad (9)$$

обратимся теперь в формулировке условий обращения в ноль тока на границе между двумя плоскостями:

$$\begin{cases} \Psi(z = -a) - G(\rho, \sigma) \Psi(z = -a) = 0, \\ \Psi(z = +a) - G(\mu, \nu) \Psi(z = +a) = 0. \end{cases} \quad (10a)$$

Эти уравнения преобразуются при замене базиса матриц Дирака

$$\Psi' = S\Psi, \quad \gamma'^a = S\gamma^a S^{-1}$$

так:

$$\begin{cases} \Psi'(z = -a) - G'(\rho, \sigma) \Psi'(z = -a) = 0, \\ \Psi'(z = +a) - G'(\mu, \nu) \Psi'(z = +a) = 0 \end{cases}, \quad (10b)$$

$$G'(\rho, \sigma) = SG'(\rho, \sigma)S^{-1}, \quad G'(\mu, \nu) = SG'(\mu, \nu)S^{-1}.$$

Структура уравнений (10) очевидным образом инвариантна относительно замены базиса матриц Дирака. Вычисления можно проводить в любом из них, но при этом невозможно получить новых результатов по сравнению с найденными в спинорном базисе. Просто хотя бы потому, что любой результат можно пересчитать к спинорному базису и он должен совпадать с одним из уже известных в спинорном базисе.

Литература

1. Мостепаненко, В.М. Эффект Казимира и его приложения / В.М.Мостепаненко // УФН. – 1988. – Т. 156. – № 3. – С. 385–426.

2. Veko, O.V. Solving of the Dirac, Majorana, Weyl equations by squaring method: considering the fields in the domain between two planes / O.V. Veko // 21 International Seminar: Nonlinear Phenomena in Complex Systems. Minsk, May 20-23, 2014.

В.Ю. Гавриш, В.В. Андреев

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В ПУАКАРЕ-ИНВАРИАНТНОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

Введение

Известно, что радиационные распады могут дать важную информацию о межкварковом взаимодействии. Так же такие процессы могут дать важную информацию о параметрах Стандартной Модели.

Существует несколько подходов к решению задачи процесса распада $V \rightarrow P\gamma$: КХД на решётке ([1, 2]), нерелятивистские кварковые модели [3] правила КХД-сумм [4] и другие [5, 6]. Для сравнения с экспериментом [7] модельных расчетов необходимо получить выражение для ширины распада [5, 6]

$$\Gamma = \frac{1}{3} \alpha g_{VP\gamma}^2 \left(\frac{M_V^2 - M_P^2}{2M_V} \right)^3, \quad (1)$$

включающее константу распада g .

Отметим, что отличительной чертой нашей методики является использование точечной формы пуанкаре-инвариантной квантовой механики [8], что дает ряд преимуществ, которые станут очевидны при вычислениях.

1. Распад $V(Q, M_V) \rightarrow P(Q', M_P)\gamma$ в пуанкаре-инвариантной квантовой механики

Выражение для константы распада может быть параметризовано с помощью 4-скоростей начального и конечного мезона следующим выражением [5, 6]:

$$g_{VP\gamma} K^\alpha(\mu) = \frac{1}{e} (2\pi)^3 \frac{\sqrt{4V_0(Q)V_0(Q')}}{\sqrt{M_V M_P}} {}_P \langle \bar{Q}' | J^\alpha | \bar{Q} \rangle_V, \quad (2)$$

где $K^\alpha(\mu) = \varepsilon^{\alpha\nu\rho\sigma} \varepsilon_\nu(\mu) V(Q)_\rho V(Q')_\sigma$, ($V(Q) = Q/M$).

В данной работе будем рассматривать мезоны $V(Q, M_V)$ и $P(Q', M_P)$ как релятивистскую составную систему кварка q и антикварка \bar{Q} в рамках в рамках пуанкаре-инвариантной квантовой механики (или релятивистской гамильтоновой динамики) [8-10] с использованием импульсного приближения. В таком подходе данный распад обусловлен испусканием кварком γ -кванта, входящего в мезон V . Векторы состояния мезонов можно определить через векторы состояний, входящих в него кварков $p_1 = (\omega_{m_q}(p_1), \vec{p}_1)$ и $p_2 = (\omega_{m_{\bar{Q}}}(p_2), \vec{p}_2)$. Для этого используем базис прямого произведения двух кварков массами m_q и $m_{\bar{Q}}$ и проекциями спина λ_1 и λ_2

$$|\vec{p}_1, \lambda_1\rangle |\vec{p}_2, \lambda_2\rangle \equiv |\vec{p}_1, \lambda_1; \vec{p}_2, \lambda_2\rangle. \quad (3)$$

Используя разложение Клебша-Гордона группы Пуанкаре для схемы с «L-S» связью [10], запишем вектора начального и конечного состояний мезонов, используя полный $\vec{Q} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ и относительный

$$\vec{k} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) + \frac{\vec{Q}}{\tilde{M}_0(\omega_{\tilde{M}_0}(Q) + \tilde{M}_0)} \left(m_{\bar{Q}}^2 - m_q^2 - \tilde{M}_0[\omega_{m_{\bar{Q}}}(p_2) - \omega_{m_q}(p_1)] \right) \quad (4)$$

импульс двух кварков:

$$\begin{aligned} |\bar{Q}, \mu\rangle_V &= \int d\vec{k} \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(p_1)\omega_{m_{\bar{Q}}}(p_2)M_0}{\omega_{m_q}(k)\omega_{m_{\bar{Q}}}(k)\omega_{M_0}(Q)}} \frac{\Psi(k)}{2\sqrt{\pi}} \times \\ &\times \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\nu_1, \nu_2} \tilde{N}_{\nu_1, \nu_2, \mu}^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1} D_{\lambda_1, \nu_1}^{1/2}(\vec{n}_{W_1}) D_{\lambda_2, \nu_2}^{1/2}(\vec{n}_{W_2}) |\vec{p}_1, \lambda_1; \vec{p}_2, \lambda_2\rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} |\bar{Q}'\rangle_P &= \int d\vec{k}' \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(p'_1)\omega_{m_{\bar{Q}}}(p'_2)M'_0}{\omega_{m_q}(k')\omega_{m_{\bar{Q}}}(k')\omega_{M'_0}(Q')}} \frac{\Phi(k')}{2\sqrt{\pi}} \times \\ &\times \sum_{\lambda'_1, \lambda'_2} \sum_{\nu'_1, \nu'_2} \tilde{N}_{\nu'_1, \nu'_2, 0}^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0} D_{\lambda'_1, \nu'_1}^{1/2}(\vec{n}'_{W_1}) D_{\lambda'_2, \nu'_2}^{1/2}(\vec{n}'_{W_2}) |\vec{p}'_1, \lambda'_1; \vec{p}'_2, \lambda'_2\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

с коэффициентами Клебша-Гордона [11]:

$$\tilde{N}_{\nu_1, \nu_2, \mu}^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1} = \frac{\sqrt{3+4\nu_1\nu_2}}{2} \delta_{\nu_1, \mu-\nu_2}, \tilde{N}_{\nu_1', \nu_2', 0}^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0} = \sqrt{2\nu_1'} \delta_{\nu_1', -\nu_2'}. \quad (7)$$

В выражениях (5) и (6) волновые функции векторного $\Psi(k)$ и скалярного $\Phi(k')$ мезона с учетом числа цветов кварков N_C нормированы выражением

$$N_C \int_0^\infty d\vec{k} \vec{k}^2 |\Psi(k)|^2 = N_C \int_0^\infty d\vec{k}' \vec{k}'^2 |\Phi(k')|^2 = 1. \quad (8)$$

Подстановка оператора электромагнитного тока

$$\hat{J}^\mu = \bar{\psi}_Q(x) \gamma^\mu \psi_q(x) \quad (9)$$

в выражение (2) с использованием выражения (5) и (6) приводит к выражению для форм-фактора в рамках параметризации РГД:

$$\begin{aligned} g_{VP\gamma} K^\alpha &= \frac{1}{2\pi} \sum_\mu \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\nu_1, \nu_2} \sum_{\lambda_1', \lambda_2'} \sum_{\nu_1', \nu_2'} \iint d\vec{k} d\vec{k}' \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(p_1)\omega_{m_{\bar{q}}}(p_2)}{\omega_{m_q}(k)\omega_{m_{\bar{q}}}(k)M_0}} \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(p_1')\omega_{m_{\bar{q}}}(p_2')}{\omega_{m_q}(k')\omega_{m_{\bar{q}}}(k')M_0'}} \times \\ &\times \sqrt{\frac{3+4\nu_1\nu_2}{2}} \nu_1' \delta_{\nu_1, \mu-\nu_2} \delta_{\nu_1', -\nu_2'} \Psi(k) \Phi(k') \left[e_q \frac{D_{\lambda_1', \nu_1'}^{*1/2}(\vec{n}_{W_1}') \bar{u}_{\lambda_1'}(\vec{p}_1', m_q) \gamma^\alpha D_{\lambda_1, \nu_1}^{1/2}(\vec{n}_{W_1}) u_{\lambda_1}(\vec{p}_1, m_q)}{\sqrt{4\omega_{m_q}(p_1)\omega_{m_q}(p_1)}} \times \right. \\ &\times D_{\lambda_2', \nu_2'}^{*1/2}(\vec{n}_{W_2}') \langle \vec{p}_2', \lambda_2' | \vec{p}_2, \lambda_2 \rangle D_{\lambda_2, \nu_2}^{1/2}(\vec{n}_{W_2}) + \\ &\left. + e_{\bar{q}} \frac{D_{\lambda_2', \nu_2'}^{*1/2}(\vec{n}_{W_2}') \bar{v}_{\lambda_2'}(\vec{p}_2', m_{\bar{q}}) \gamma^\alpha D_{\lambda_2, \nu_2}^{1/2}(\vec{n}_{W_2}) v_{\lambda_2}(\vec{p}_2, m_{\bar{q}})}{\sqrt{4\omega_{m_{\bar{q}}}(p_2)\omega_{m_{\bar{q}}}(p_2)}} D_{\lambda_1', \nu_1'}^{*1/2}(\vec{n}_{W_1}') \langle \vec{p}_1', \lambda_1' | \vec{p}_1, \lambda_1 \rangle D_{\lambda_1, \nu_1}^{1/2}(\vec{n}_{W_1}) \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

Дальнейшее упрощение выражения (10) осуществляется с помощью преобразования биспиноров Дирака и закона преобразования векторов состояния [10]:

$$\begin{aligned} g_{VP\gamma} K^\alpha(\mu) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{\nu_1, \nu_1'} \iint d\vec{k} d\vec{k}' \sqrt{\frac{3+4\nu_1(\mu-\nu_1)}{2}} \times \\ &\times (\sqrt{M_0 M_0'})^{-1} \nu_1' \Psi(k) \Phi(k') \left(\sqrt{\frac{1}{\omega_{m_q}(k)\omega_{m_q'}(k')}} e_q \bar{u}_{\nu_1'}(\vec{k}', m_q) B^{-1}(\vec{u}_Q) \gamma^\alpha B(\vec{u}_Q) u_{\nu_1}(\vec{k}, m_q) \times \right. \\ &\times \langle -\vec{k}', -\nu_1' | U^+(\vec{u}_Q) U(\vec{u}_Q) | -\vec{k}, \mu - \nu_1 \rangle + \sqrt{\frac{1}{\omega_{m_{\bar{q}}}(k)\omega_{m_{\bar{q}}'}(k')}} \times \\ &\left. \times e_{\bar{q}} \bar{v}_{\mu-\nu_1}(-\vec{k}, m_{\bar{q}}) B^{-1}(\vec{u}_Q) \gamma^\alpha B(\vec{u}_Q) v_{-\nu_1'}(-\vec{k}', m_{\bar{q}}) \langle \vec{k}', \nu_1' | U^+(\vec{u}_Q) U(\vec{u}_Q) | \vec{k}, \nu_1 \rangle \right). \quad (11) \end{aligned}$$

2. Вычисление константы распада $g_{VP\gamma}$ в системе Брейта

Рассмотрим процесс распада $\mathbf{V}(Q, M_V) \rightarrow \mathbf{P}(Q', M_P)\gamma$ в системе Брейта [10], для которой справедливы выражения:

$$\vec{V}_{\bar{Q}} + \vec{V}'_{Q'} = 0; B(\vec{u}_{Q'}) = B(-\vec{u}_Q). \quad (12)$$

С учетом выражений (12) соотношение (11) значительно упрощается и окончательно получаем:

$$\begin{aligned} g_{VP\gamma} = & \frac{1}{4\pi} \sum_{v_1, v_1'} \int d\vec{k} \sqrt{\frac{3+4v_1(\mu-v_1)}{2}} (\sqrt{M_0 M_0'})^{-1} v_1' \Psi(k) (\Phi(k_2) \sqrt{\frac{\omega_{m_{\bar{Q}}}(k_2)}{\omega_{m_q}(k)\omega_{m_q}(k_2)\omega_{m_{\bar{Q}}}(k)}}} \times \\ & \times e_q \bar{u}_{v_1'}(\vec{k}_2, m_q) \frac{(K^*(\mu) \cdot \gamma)}{(K(\mu) \cdot K^*(\mu))} \hat{V}_Q \gamma^0 u_{v_1}(\vec{k}, m_q) D_{-v_1', \mu-v_1}^{1/2}(\vec{n}_{W_2}(\vec{k}, \vec{v}_Q)) + \Phi(k_1) D_{v_1', v_1}^{1/2}(\vec{n}_{W_1}(\vec{k}, \vec{v}_Q)) \times \\ & \times \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(k_1)}{\omega_{m_{\bar{Q}}}(k)\omega_{m_{\bar{Q}}}(k_1)\omega_{m_q}(k)}}} e_{\bar{Q}} \bar{v}_{\mu-v_1}(-\vec{k}, m_{\bar{Q}}) \frac{(K^*(\mu) \cdot \gamma)}{(K(\mu) \cdot K^*(\mu))} \hat{V}_Q \gamma^0 v_{-v_1'}(-k_1, m_{\bar{Q}}), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$k_1 = \begin{pmatrix} \omega_{m_{\bar{Q}}}(k_1) \\ \vec{k}_1 \end{pmatrix} = \Lambda_{\vec{v}_Q} \begin{pmatrix} \omega_{m_{\bar{Q}}}(k) \\ -\vec{k} \end{pmatrix}, \quad k_2 = \begin{pmatrix} \omega_{m_q}(k_2) \\ \vec{k}_2 \end{pmatrix} = \Lambda_{-\vec{v}_Q} \begin{pmatrix} \omega_{m_q}(k) \\ \vec{k} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Учитывая конституэнтные массы кварков [11] и полученные на основе данных по лептонным распадам, получаем значения констант радиационного распада векторных мезонов (см. таблицу 1).

Таблица 1 – Сопоставление экспериментальных и теоретических данных процесса $\mathbf{V}(Q, M_V) \rightarrow \mathbf{P}(Q', M_P)\gamma$

$\mathbf{V}(Q, M_V) \rightarrow \mathbf{P}(Q', M_P)\gamma$	Γ (эксп.)	Γ (теор.)
$\rho \rightarrow \pi\gamma$	$(0,068 \pm 0,007)$ МэВ	$(0,0086 \pm 0,0003)$ МэВ
$D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$	--	$(0,409 \pm 0,044)$ КэВ
$K^* \rightarrow K\gamma$	$(0,050 \pm 0,005)$ МэВ	$(0,064 \pm 0,004)$ МэВ

Заключение

В работе представлена методика вычисления константы распада процесса $\mathbf{V}(Q, M) \rightarrow \mathbf{P}(Q', M')\gamma$ с учетом кварковой структуры

мезонов для точечной формы пуанкаре-инвариантной квантовой механики. Отметим, что некоторые полученные значения лежат в разумных пределах в сравнении с экспериментальными данными, другие (как в случае $\rho \rightarrow \pi\gamma$) существенно отличаются. Поэтому авторами планируется дальнейшее вычисление наблюдаемых величин с учетом различных поправок, таких как, аномальные магнитные моменты кварков и КХД-поправки.

Литература

1. Lin, H.-W. Neutral Meson Decays into Two Photons from Lattice QCD / Huey-Wen Lin, Cohen, Saul D. Saul // Proceedings of science. – 2012. – P. 1–8.
2. Shintani, E. Two-photon decay of $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ from two-flavor lattice QCD / E. Shintani, S. Aoki, S. Hashimoto // Proceedings of science. – 2010. – P. 1–7.
3. Napsuciale, M. Radiative decays of light vector mesons in a quark level linear sigma model / M. Napsuciale, S. Rodriguez // Phys. Rev. – 2003. – Vol. D67. – P. 1–8.
4. Aliev, T.M. The radiative K^* meson decays in QCD / T.M. Aliev, Durmus A. Demir, E. Iltan // Z. Phys. – 1996. – Vol. C71. – P. 107–109.
5. Morpurgo, G. General parametrization of the $V \rightarrow P\gamma$ meson decays / G. Morpurgo // Phys.Rev. D. – 1990. – Vol. 42. – P. 1497–1508.
6. Jaus, W. Relativistic constituent quark model of electroweak properties of light mesons / Wolfgang Jaus // Phys. Rev. – 1991. – Vol. D44. – P. 2851–2859.
7. Review of Particle Physics, 2012-2013. Review of Particle Properties / J. Beringer [et al.] // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 86. – № 1. – P. 010001.
8. Keister, B. Relativistic Hamiltonian dynamics in nuclear and particle physics / B.D. Keister, W.N. Polyzou // Advanced Nuclear Physics. – 1991. – Vol. 20 – P. 225–479.
9. Крутов, А.Ф. Мгновенная форма пуанкаре-инвариантной квантовой механики и описание структуры составных систем / А.Ф.Крутов, В.Е. Троицкий // ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 40. – № 2 – С. 268–318.
10. Андреев, В.В. Пуанкаре-ковариантные модели двухчастных систем с квантово-полевыми потенциалами: монография / В.В.Андреев // Гомель: ГГУ им Ф. Скорины, 2008. – 294 с.
11. Andreev, V. Nonperturbative region of effective strong coupling / V.V. Andreev // arxiv.hep:1305.4266. – 2013. – P. 1–32.

УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь

**ЗАДАЧА О s -СОСТОЯНИЯХ РАССЕЯНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДВУХЧАСТИЧНЫХ СИСТЕМ
В СЛУЧАЕ ПОТЕНЦИАЛОВ ОДНОБОЗОННОГО ОБМЕНА**

Уравнения квазипотенциального типа [1, 2] нашли широкое применение в исследовании релятивистских систем двух частиц. Основным преимуществом этих уравнений по сравнению с другими является возможность проведения простой квантовомеханической аналогии. Релятивистские уравнения для s -состояний рассеяния двух частиц одинаковой массы m в релятивистском конфигурационном представлении [3] (РКП) имеют вид [4]

$$\psi_{(j)}(\chi_q, r) = \sin(\chi_q mr) - \lambda \int_0^{\infty} dr' G_{(j)}(\chi_q, r, r') V(r') \psi_{(j)}(\chi_q, r'), \quad (1)$$

где индекс $j=1,2,3,4$ соответствует одному из четырёх вариантов уравнений [1-3]: $j=1$ ($j=3$) – уравнение Логунова-Тавхелидзе (модифицированное), $j=2$ ($j=4$) – уравнение Кадышевского (модифицированное). Величина $\psi_{(j)}(\chi_q, r)$ в уравнениях (1) – волновая функция, r – модуль радиус-вектора в РКП, $\chi_q \geq 0$ – быстрота, связанная с энергией двухчастичной системы $2E_q$ соотношением $2E_q = 2m \operatorname{ch} \chi_q$, λ – константа связи, $V(r)$ – потенциал. Функции Грина (ФГ) $G_{(j)}(\chi_q, r, r')$ имеют следующую форму [4]:

$$G_{(j)}(\chi_q, r, r') = G_{(j)}(\chi_q, r - r') - G_{(j)}(\chi_q, r + r'), \quad (2)$$

где

$$G_{(1)}(\chi_q, r) = \frac{-i \operatorname{sh}(\pi/2 + i\chi_q)mr}{K_q^{(1)} \operatorname{sh}(\pi mr/2)}, \quad G_{(3)}(\chi_q, r) = \frac{-i \operatorname{ch}(\pi/2 + i\chi_q)mr}{K_q^{(3)} \operatorname{ch}(\pi mr/2)}, \quad (3)$$

$$G_{(2)}(\chi_q, r) = \frac{(4m \operatorname{ch} \chi_q)^{-1}}{\operatorname{ch}(\pi mr/2)} - \frac{i \operatorname{sh}(\pi + i\chi_q)mr}{K_q^{(2)} \operatorname{sh}(\pi mr)},$$

$$G_{(4)}(\chi_q, r) = \frac{-i \operatorname{sh}(\pi + i\chi_q)mr}{K_q^{(4)} \operatorname{sh}(\pi mr)}.$$

В выражениях (3) мы использовали обозначения

$$K_q^{(1)} = K_q^{(2)} = m \operatorname{sh} 2\chi_q, \quad K_q^{(3)} = K_q^{(4)} = 2m \operatorname{sh} \chi_q. \quad (4)$$

Из уравнений (1) следуют асимптотики волновых функций при $r \rightarrow \infty$

$$\psi_{(j)}(\chi_q, r) \Big|_{r \rightarrow \infty} \cong \sin(\chi_q mr) + q f_{(j)}(\chi_q) \exp(i\chi_q mr), \quad (5)$$

где $f_{(j)}(\chi_q)$ – обозначение для амплитуды рассеяния, которая введена по аналогии с квантовой механикой, как коэффициент при рассеянной волне $\exp(i\chi_q mr)$, разделенный на импульс $q = m \operatorname{sh} \chi_q$ [5, 6]:

$$f_{(j)}(\chi_q) = \frac{2\lambda}{qK_q^{(j)}} \int_0^\infty dr' \sin(\chi_q mr') V(r') \psi_{(j)}(\chi_q, r'). \quad (6)$$

Амплитуда рассеяния связана с парциальным сечением рассеяния $\sigma_{0(j)}(\chi_q)$ и унитарной S -матрицей $S_{(j)}(\chi_q)$ выражениями

$$\sigma_{0(j)}(\chi_q) = 4\pi |f_{(j)}(\chi_q)|^2; \quad S_{(j)}(\chi_q) = 1 + 2iq f_{(j)}(\chi_q). \quad (7)$$

Унитарность S -матрицы отражается в представлении $S_{(j)}(\chi_q) = \exp(2i\phi_{(j)}(\chi_q))$, где $\phi_{(j)}(\chi_q)$ – парциальный фазовый сдвиг. Длина рассеяния в квантовой механике определяется по формуле $a_{(j)} = -f_{(j)}(0)$ [5, 6]. Из формул (6) нетрудно получить выражение для длины рассеяния через волновую функцию

$$a_{(j)} = -\lambda \int_0^\infty dr' r' V(r') \tilde{\psi}_{(j)}(r'); \quad \tilde{\psi}_{(j)}(r) = \lim_{\chi_q \rightarrow 0} \psi_{(j)}(\chi_q, r) / q. \quad (8)$$

Разделив уравнения (1) на q и найдя их предел при $\chi_q \rightarrow 0$, получим уравнения для функций $\tilde{\psi}_{(j)}(r)$

$$\tilde{\psi}_{(j)}(r) = r - \lambda \int_0^\infty dr' G_{(j)}(0, r, r') V(r') \tilde{\psi}_{(j)}(r'). \quad (9)$$

Асимптотики уравнений (9) при $r \rightarrow \infty$, с учётом (8) имеют вид

$$\tilde{\psi}_{(j)}(r) \Big|_{r \rightarrow \infty} \cong r - a_{(j)}. \quad (10)$$

Формулу (10) удобнее использовать для нахождения длины рассеяния, чем (8), т.к. она не содержит интеграл. Нерелятивистский предел (при $m \rightarrow \infty$, $\chi_q \rightarrow 0$) всех приведенных уравнений и формул даёт уравнения и выражения квантовой механики [5, 6].

Для решения интегральных уравнений (1), (9) был использован метод составных квадратур Гаусса. В работе [7] этот метод уже был использован нами для решения релятивистских двухчастичных уравнений в РКП. Решения двухчастичных уравнений были получены в случае потенциала однобозонного обмена, рассмотренного в [3] и потенциала Юкавы в РКП

$$V(r) = \frac{\text{ch}(\pi - \alpha)mr}{r \text{sh}\pi mr}; \quad V(r) = \frac{\exp(-\mu r)}{r}, \quad (11)$$

где параметр α связан с массой скалярного бозона обмена μ как $\cos\alpha = 1 - \mu^2/2m^2$. Приведенный потенциал является одним из вариантов релятивистского обобщения потенциала Юкавы. Основным отличием релятивистского потенциала от нерелятивистского является его более сильная сингулярность при $r=0$.

На рисунке 1 приведены результаты вычисления длин рассеяния для уравнений $j=1, j=4$ с потенциалом однобозонного обмена при $m=1, \mu=0,2$. Из рисунка видно, что при некоторых константах связи значения длин рассеяния резко возрастают. Аналогичное поведение зависимости длины рассеяния от константы связи хорошо известно и в нерелятивистской теории. Например, длина рассеяния в случае потенциальной ямы обладает таким же свойством [5].

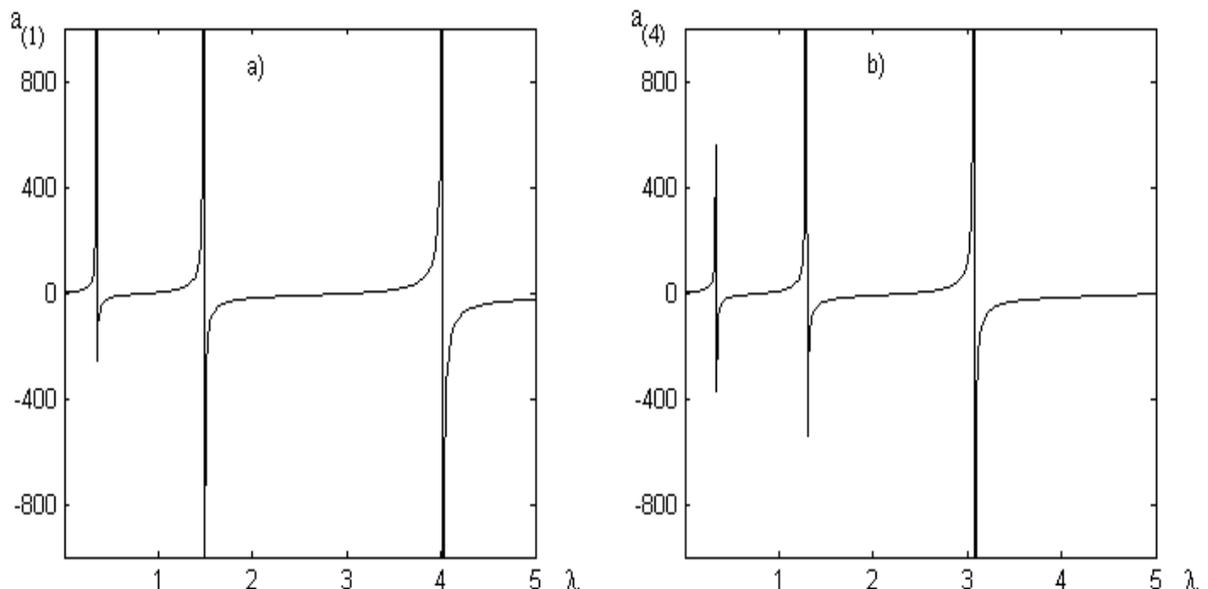


Рисунок 1 – Зависимость длин рассеяния от константы связи для потенциала однобозонного обмена: а – $j=1$, б – $j=4$

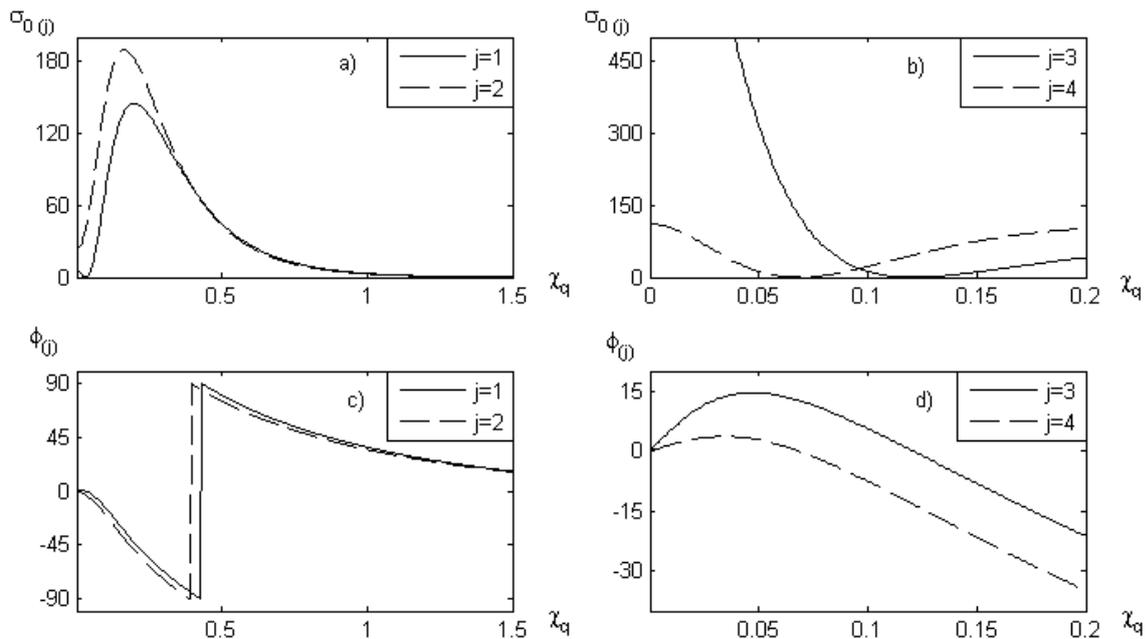


Рисунок 2 – Зависимость парциальных сечений рассеяния (a, b) и соответствующих фазовых сдвигов (c, d) от быстроты: a, c – потенциал однобозонного обмена; b, d – потенциал Юкавы

На рисунке 2 приведены результаты вычисления сечений рассеяния и фазовых сдвигов для потенциала однобозонного обмена и потенциала Юкавы при $m=1$, $\mu=0,2$, $\lambda=1$. Результаты для других случаев мы не приводим, т.к. они имеют похожий вид.

Численные расчёты показывают, что все полученные амплитуды рассеяния удовлетворяют условию унитарности

$$\text{Im} f_{(j)}(\chi_q) = q |f_{(j)}(\chi_q)|^2, \quad (12)$$

которое в случае суперпозиции двух дельта-потенциалов в РКП было доказано точно [8]. Доказательство равенства (12) на основании интегральных уравнений в РКП для других потенциалов нам неизвестно.

В дальнейшем мы планируем изучение состояний рассеяния на основании двухчастичных уравнений в релятивистском конфигурационном представлении с другими потенциалами и применение полученных результатов для исследования реальных физических процессов, например, протон-антипротонного рассеяния.

Литература

1. Logunov, A.A. Quasi-Optical Approach in Quantum Field Theory / A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze // Nuovo Cimento. – 1963. – Vol. 29. – № 2. – P. 380–399.

2. Kadyshevsky, V.G. Quasipotential type equation for the relativistic scattering amplitude / V.G. Kadyshevsky // Nucl. Phys. – 1968.– Vol. B6. – № 1. – P. 125–148.

3. Кадышевский, В.Г. Трёхмерная формулировка релятивистской проблемы двух тел / В.Г. Кадышевский, Р.М. Мир-Касимов, Н.Б.Скачков // ЭЧАЯ. – 1972. – Т. 2. – № 3. – С. 635–690.

4. Kapshai, V.N. Relativistic two-particle one-dimensional scattering problem for superposition of δ -potentials / V.N. Kapshai, T.A. Alferova // J. Phys. A. – 1999. – Vol. 32. – P. 5329–5342.

5. Тейлор, Дж. Теория рассеяния / Дж. Тейлор. – Москва: Мир, 1975. – 568 с.

6. Ньютон, Р. Теория рассеяния волн и частиц / Р. Ньютон. – Москва: Мир, 1969. – 608 с.

7. Grishechkin, Yu.A. Numerical solution of relativistic problems on bound states of systems of two spinless particles / Yu.A. Grishechkin, V.N.Kapshai // Russian Physics Journal. – 2013. – Vol. 56. – № 4. – P. 435–443.

8. Kapshai, V. Relativistic two-particle equations with superposition of delta-shell potentials: scattering and bound states [Electronic resource] / V. Kapshai, Yu. Grishechkin. – 2013. – Mode of acces: <http://arxiv.org/pdf/quant-ph/1312.1902>. – Date of access: 06.12.2013.

Е.А. Дей

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СОЛПИТЕРА ДЛЯ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ СИСТЕМЫ КВАРК- АНТИКВАРК

Для исследования свойств мезонов как связанных состояний кварка и антикварка в настоящее время применяется широкий набор методов и подходов:

- нерелятивистские модели на основе уравнения Шредингера;
- модели на основе релятивистских уравнений квантовой механики;
- уравнение Бете-Солпитера;

- уравнение Солпитера (мгновенное приближение);
- квазипотенциальный подход (одновременное приближение).

Наиболее широко для численного решения уравнения Солпитера [1-4] применяется вариационный метод по системе функций, построенных по полиномам Лагерра [2], и метод кубических В-сплайнов [3]. В данной работе уравнение Солпитера для состояний с квантовыми числами 1^{+-} решается численно методом коллокации в базисе линейных конечных элементов [5].

Уравнение Бете-Солпитера для системы кварк-антикварк имеет общий вид [2-4]

$$\left(\bar{p}_1 - m_1\right)\chi(p)\left(\bar{p}_2 + m_2\right) = i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} V(P, p, k)\chi(k), \quad (1)$$

где P, p – полный и относительный импульсы частиц в системе, $V(P, p, k)$ – оператор взаимодействия, $p_1 = \alpha_1 P + p$, $p_2 = \alpha_2 P - p$, $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. Для систем, состоящих из кварков одного аромата, $m_1 = m_2 = m$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1/2$.

Одновременное приближение для уравнения (1) означает, что ядро уравнения зависит только от трехмерных импульсов $V \equiv V(\vec{p} - \vec{k})$. Как следствие волновая функция Солпитера в системе центра масс $\vec{P} = 0$, $P = M$ определяется соотношением

$$\psi(\vec{p}) = i \int \frac{dp_0}{2\pi} \chi(p). \quad (2)$$

Для описания кварк-антикваркового взаимодействия обычно используют суперпозицию потенциала одноглюонного обмена, запирающего потенциала, соответствующего линейному поведению в координатном представлении, и постоянной составляющей [4]

$$V(\vec{p} - \vec{k}) = \frac{4\pi\bar{\alpha}_s}{(\vec{p} - \vec{k})^2} \gamma_\mu^{(1)} \gamma_\mu^{(2)} + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \left(\frac{4\pi\lambda}{(\vec{p} - \vec{k})^2 + \varepsilon^2} \right) + u. \quad (3)$$

Здесь $\bar{\alpha}_s$ – константа одноглюонного обмена, λ – интенсивность запирающего взаимодействия, u – постоянная составляющая.

Учет квантовых чисел мезона выполняется разложением оператора взаимодействия по полной системе инвариантов алгебры Дирака и выделением в полной волновой функции скалярных амплитуд и множителей, определяющих ее трансформационные

свойства. Так, для состояния 1^{+-} волновая функция имеет общую структуру [4]

$$\psi(\vec{p}) = \psi_P(p)\gamma^5 + \psi_A(p)\left(\gamma^0\gamma^5 + \gamma^5\frac{\vec{\alpha}\cdot\vec{p}}{m}\right). \quad (4)$$

Для скалярных функций $\psi_A(p)$, $\psi_P(p)$ в результате парциального разложения оператора взаимодействия получается система интегральных уравнений с симметричными ядрами ($\omega(p) = \sqrt{p^2 + m^2}$)

$$\begin{cases} M\psi_P(p) = \left[\frac{2\omega^2(p)}{m} + u\frac{m}{\omega(p)}\left(1 - \frac{p^2}{m^2}\right)\right]\psi_A(p) + \frac{m}{\omega(p)}\int_0^\infty \frac{dk}{(2\pi)^3} p^2 V_1(p,k)\psi_A(k); \\ M\psi_A(p) = m\left(2 + \frac{u}{\omega(p)}\right)\psi_P(p) + \frac{m}{\omega(p)}\int_0^\infty \frac{dk}{(2\pi)^3} p^2 V_{21}(p,k)\psi_P(k) \end{cases} \quad (5)$$

и соответствующее условие нормировки

$$\frac{8}{m}\int_0^\infty \frac{dp}{(2\pi)^3} p^2 \omega(p)\psi_A(p)\psi_P(p) = 2M. \quad (6)$$

Операторы взаимодействия в (5) содержат компоненты

$$V_1(p,k) = V_0^S(p,k) - \frac{pk}{m^2}V_1^S(p,k) + 2V_0^V(p,k);$$

$$V_2(p,k) = V_0^S(p,k) - 4V_0^V(p,k); \quad (7)$$

$$V_{0,1}^S(p,k) = \frac{8\pi^2\lambda}{pk} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} Q_{0,1}\left(\frac{p^2 + k^2 + \varepsilon^2}{2pk}\right);$$

$$V_0^V(p,k) = \frac{8\pi^2\bar{\alpha}_s}{pk} Q_0\left(\frac{p^2 + k^2}{2pk}\right).$$

Величины $V_0^S(p,k)$, $V_1^S(p,k)$ и $V_0^V(p,k)$ – элементы парциального разложения запирающей и одноглюонной компонент оператора

взаимодействия (3), выражающиеся через функции Лежандра второго рода $Q_0(z)$, $Q_1(z)$.

Для численного решения область изменения аргументов ограничивалась достаточно большим значением $0 \leq p \leq p_{\max}$ и разбивалась на N равных конечных элементов. Искомые волновые функции выражались через функции формы $F_i(p)$ конечных элементов

$$\psi_1(p) = \sum_{i=1}^N \psi_i F_i(p); \quad \psi_2(p) = \sum_{i=1}^N \psi_{N+i} F_i(p). \quad (8)$$

Преимущество метода конечных элементов состоит в том, что все интегралы вычисляются не от неизвестных функций $\psi_1(k)$, $\psi_2(k)$, а от функций формы, имеющих простой явный вид, так что большинство интегралов может быть вычислено аналитически.

В соответствии с методом коллокаций, в каждом узле невязка точного и численного решения системы уравнений (5) должна обращаться в ноль. В качестве узлов коллокации использовались центральные точки конечных элементов. С учетом выражений (8) при этом получаем систему линейных уравнений относительно неизвестных значений волновой функции в узлах конечных элементов. Полученная система линейных уравнений образует стандартную задачу на собственные значения M квадратной матрицы A , действующей на объединенный вектор $\psi = (\psi_1, \psi_2) = (\psi_{1,1}, \dots, \psi_{1,N}, \psi_{2,1}, \dots, \psi_{2,N})$:

$$\sum_{j=1}^{2N} A_{i,j} \psi_j = M \psi_i; \quad i = 1..2N. \quad (9)$$

Для расчета элементов матрицы использовались программные блоки, составленные в системе Mathcad. Собственные значения и собственные векторы вычислялись с помощью встроенных функций.

В настоящее время известно одно состояние системы $c\bar{c}$ (чармоний) с квантовым числом 1^{+-} – мезон h_c . Параметры расчета подбирались по экспериментальной массе состояния $1S$ $M_{h_c} = 3525,93$ МэВ [6]. Вычисленные значения массы последующих состояний при значениях $p_{\max} = 8$, $N = 100$, $m_c = 1,383$, $u = 0,01$, $\alpha_s = 0,288$, $\lambda = 0,21$ приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Спектр масс псевдовекторных состояний кваркония

Состояние	$M(h_c)$	$M(h_c)$ [7]	$M(\eta_b)$	$M(\eta_b)$ [7]
1S	3526	3526	9900	9900
2S	3916	3943	10233	10280
3S	4214	4242	10507	10562
4S	4455		10747	

Для сравнения приведены результаты вычислений из работы [7], в которой использована иная параметризация взаимодействия. Там же приведены результаты расчетов массы $b\bar{b}$ -системы h_c (параметры расчета $m_b=4,96$, $u=-0,575$, $\alpha_s=0,23$, $\lambda=0,21$) в сопоставлении с результатами [7].

Таким образом, метод коллокации по системе конечных элементов является удобным инструментом для численного решения уравнения Солпитера. Дальнейшее повышение точности численных результатов может быть достигнуто, во-первых, использованием конечных элементов высших порядков и, во-вторых, использованием эрмитовых конечных элементов, обеспечивающих непрерывность не только волновой функции, но и ее первых производных.

Литература

1. Salpeter, E.E. Mass Corrections to the Fine Structure of Hydrogen-Like Atoms / E.E. Salpeter // Physical Review. – 1952. – Vol. 87 – P. 328–343.
2. Resag, J. Heavy Quarkonia in a covariant Salpeter Model / J.Resag, C.R. Münz // Nuclear Physics. – 1995. – Vol. A590. – P. 735–749.
3. Spence, J.L. Solving momentum-space integral equations for quarkonium spectra with confining potentials. III. Bethe-Salpeter equation with spin / J.L. Spence, J.P.Vary // Physical Review. – 1993. – Vol. C47. – P. 1282–1293.
4. Linde, J. Charmonium in the instantaneous approximation / J.Linde, H. Snellman // Nuclear Physics. – 1977. – Vol. A619. – P. 346–378.
5. Зенкевич, О. Конечные элементы и аппроксимация / О.Зенкевич, К. Морган. – М.: Мир, 1986. – 318 с.
6. Nakamura, K. Review of Particle Physics / K Nakamura (Particle Data Group) // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2010. – Vol. 37.

7. Chang, С.-Н. Spectrum for heavy quarkonia and mixture of the relevant wave functions within the framework of Bethe-Salpeter equation / С.-Н. Chang, G.-L. Wang // Science China. Physics, Mechanics, Astronomy. – 2010. – Vol. 53 – № 11. – P. 2005–2018.

Е.А. Дей, А.И. Остапенко

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

ЧИСЛЕННОЕ И ГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭНДОФУЛЛЕРЕНОВ

Одними из самых известных исследуемых объектов нанопизики являются фуллерены. Они представляют собой систему связанных атомов углерода, образующих сферический каркас. Самым распространенным, изученным и стабильным является фуллерен C_{60} , форма которого состоит из 20 шестиугольников и 12 пятиугольников. Существуют и другие фуллерены с большим и меньшим количеством атомов. Конформации с числом атомов от 20 до 60 называются низшими фуллеренами, остальные (до 540) – высшими (рисунок 1). Для оценки масштаба изображения на рисунке приведена горизонтальная линия, длина которой соответствует расстоянию 65 \AA .

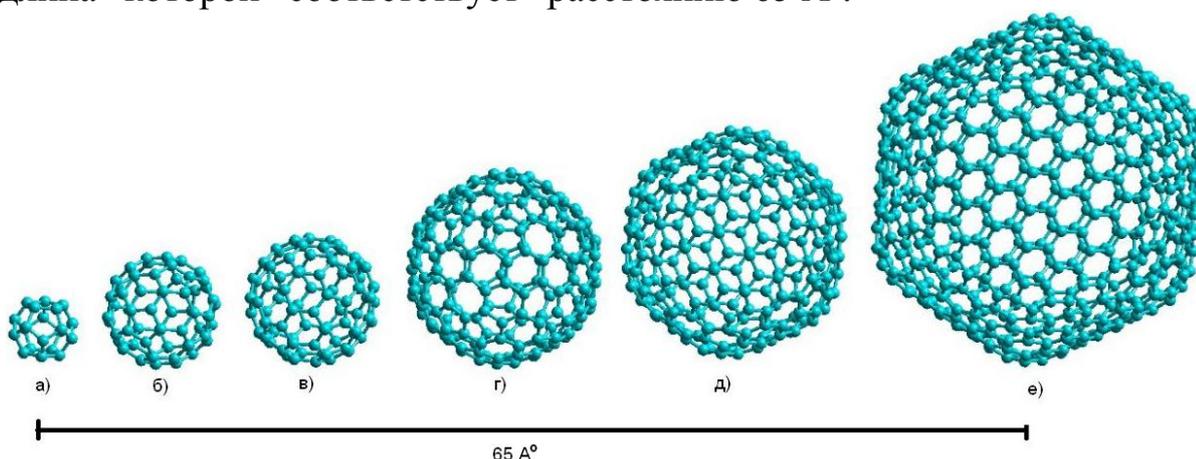


Рисунок 1 – Модели фуллеренов C_{20} (а), C_{60} (б), C_{80} (в), C_{120} (г), C_{240} (д), C_{540} (е)

Наряду с другими, для изучения таких нанобъектов используют методы компьютерного моделирования, разработанные с учетом экспериментальной информации и различных методов численного

решения многочастичного уравнения Шредингера. Одной из самых известных программ, реализующих различные методы моделирования и расчета структуры нанообъектов, является HyperChem. Для каждого метода в программе имеется набор различных параметризаций, позволяющих варьировать выбор варианта постановки задачи и набора базисных функций в зависимости от цели исследования и возможностей используемой вычислительной техники [1].

В последнее время активно исследуются металлофуллерены – комплексы, состоящие из одного или нескольких атомов металлов и молекулы фуллерена [2]. Подобные соединения можно разделить на два класса по расположению атомов относительно молекулы фуллерена. К первому классу относятся комплексы, в которых атомы находятся с внешней стороны углеродного каркаса фуллерена, – так называемые экзоэдральные комплексы MC_n (рисунок 2а), где M – количество атомов металла, n – количество атомов образующих углеродный каркас фуллерена. Ко второму классу относятся эндоэдральные комплексы $M@C_n$, в которых атомы находятся внутри углеродной сферы (рисунок 2б). К третьему классу относятся фуллерены, атомы которых замещены на один или несколько атомов других элементов, – такие комплексы называются гетерофуллерены MC_{n-M} (рисунок 2в).

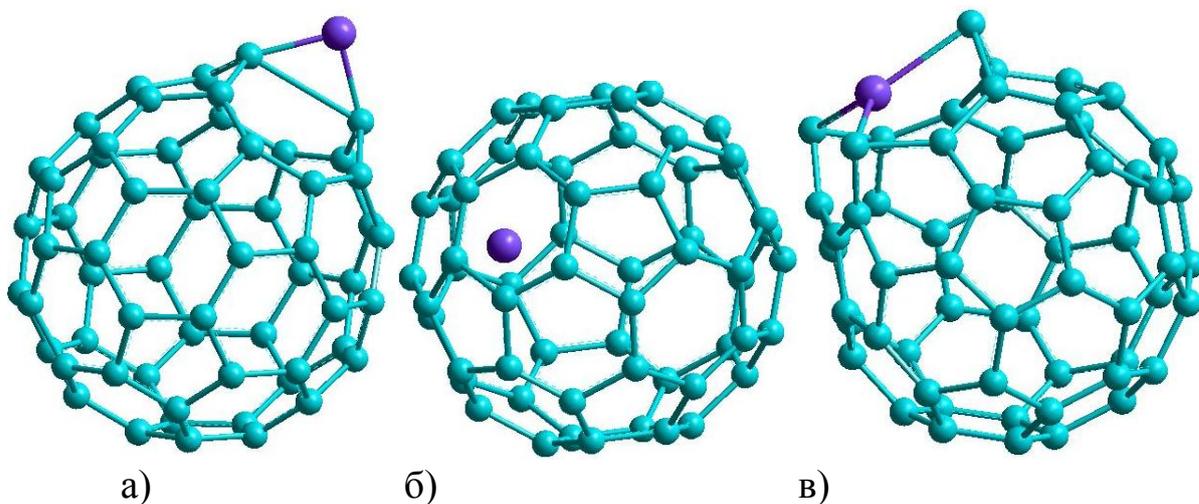


Рисунок 2 – Модели различных конформаций фуллерена C_{60}

При исследовании комплексов прежде всего необходимо определить их геометрию, в частности, способ координации атомов металла около углеродной основы. Проведение экспериментальных исследований таких комплексов затруднено в связи со сложностью их получения в достаточных количествах и трудностью разделения изомеров. Важную роль играет такой параметр как энергия образования.

$$form = E_{MCn} - (E_{Cn} + E_M), \quad (1)$$

где E_{Cn} – полная энергия C_n , E_M – полная энергия внедренного атома M , E_{MCn} – полная энергия металлокомплекса MC_n .

Эта величина характеризует термодинамическую стабильность комплекса в реальной ситуации: чем меньше эта энергия, тем вероятнее образование такого комплекса среди большого числа изомеров.

В работе [3] приводятся результаты численных расчетов методом *ab initio* эндо- и экзоэдральных комплексов фуллерена C_{60} с ионом Li^+ и димером $2Li$. Теория *ab initio* использует приближение Борна-Оппенгеймера, согласно которому ядра атомов, входящих в молекулу, считаются неподвижными при учете движения электронов. Так удается волновую функцию электронов рассматривать независимо от движения ядер. Данное приближение выполняется почти во всех случаях и практически вносит лишь незначительные погрешности в рассчитываемые характеристики молекул [4]. При использовании метода путем оптимизации геометрии в базисе 3-21G были определены координаты иона и димера в эндоэдральных и иона в экзоэдральных комплексах фуллерена C_{60} . В эндоэдральном комплексе $Li^+@C_{60}$ ион Li^+ смещается на расстояние 1,204 Å от центра комплекса. В рассматриваемой молекуле наблюдается сильное электростатическое взаимодействие между ионом Li^+ и фуллереном.

В данной работе расчет также проводился с помощью метода *ab initio* в базисе 3-21G. Для всех эндофуллеренов была рассчитана оптимальная геометрия (с минимумом энергии), дипольный момент и энергия образования, а также максимальный радиус смещения внедренного атома от центра углеродного каркаса. Для подтверждения точности использования метода результаты для атома лития сравнивались с [3] (таблица 1).

Таблица 1 – Сравнение точности результатов, вычисленных методом *ab-initio* в базисе 3-21G, для комплекса $Li^+@C_{60}$.

	Результаты настоящей работы	Результаты [2]
Энергия образования, ккал/моль	-33,804593	-33,8046
Радиус смещения от центра углеродного каркаса, Å	1,20392	1,204

Как видим, результаты вычислений практически совпадают, а погрешность обусловлена задаваемой точностью вычисления в параметрах метода. В обоих случаях показано, что оптимальным является смещение иона лития из центра углеродного каркаса, оно обусловлено электростатическим характером взаимодействия со стенкой фуллерена, на которой сосредоточен отрицательный заряд. Отрицательная энергия образования молекул говорит об их термодинамической стабильности.

В данной работе, с учетом опыта использования метода *ab initio*, рассчитаны параметры эндодральных комплексов фуллеренов C₂₀, C₂₄, C₂₈, C₃₂, C₃₆, C₄₀, C₅₀, C₅₀, C₇₀, C₈₀, C₈₄ с ионом Li⁺ (таблица 2).

Таблица 2 – Физические параметры эндофуллеренов различных конформаций с внедренными в них ионами лития

Комплекс Li ⁺ @C _n	Радиус смещения от центра углеродного каркаса, А°	Дипольный момент, D	Энергия образования, ккал/моль
Li ⁺ @C ₂₀	0	0,076	-13,92804
Li ⁺ @C ₂₄	0	3,099	-13,27626
Li ⁺ @C ₂₆	0	2,589	-19,32197
Li ⁺ @C ₂₈	0	3,721	-23,98339
Li ⁺ @C ₃₀	0	0,832	-26,37158
Li ⁺ @C ₃₂	0	0,233	-17,92321
Li ⁺ @C ₃₆	0,11650	1,759	-6,67976
Li ⁺ @C ₄₀	0,01131	0,025	-16,50351
Li ⁺ @C ₅₀	0,47893	0,133	-32,03953
Li ⁺ @C ₆₀	1,20392	0,556	-33,80459
Li ⁺ @C ₇₀	1,22094	0,980	-38,28558
Li ⁺ @C ₇₆	1,39211	1,492	-2,91622
Li ⁺ @C ₈₀	1,58457	1,586	-33,23701
Li ⁺ @C ₈₄	1,75323	0,828	-25,15939

Оптимальным для фуллеренов с большими внутренними полостями типа C₅₀–C₈₀, является смещение иона лития из центра углеродного каркаса, оно обусловлено электростатическим характером взаимодействия с каркасом фуллерена, на котором

индуцирован отрицательный заряд. Отрицательная энергия образования говорит об их термодинамической стабильности.

На рисунке 3 представлено распределение электростатического потенциала для комплексов $\text{Li}^+@C_{32}$ (а), $\text{Li}^+@C_{40}$ (б), $\text{Li}^+@C_{60}$ (в)

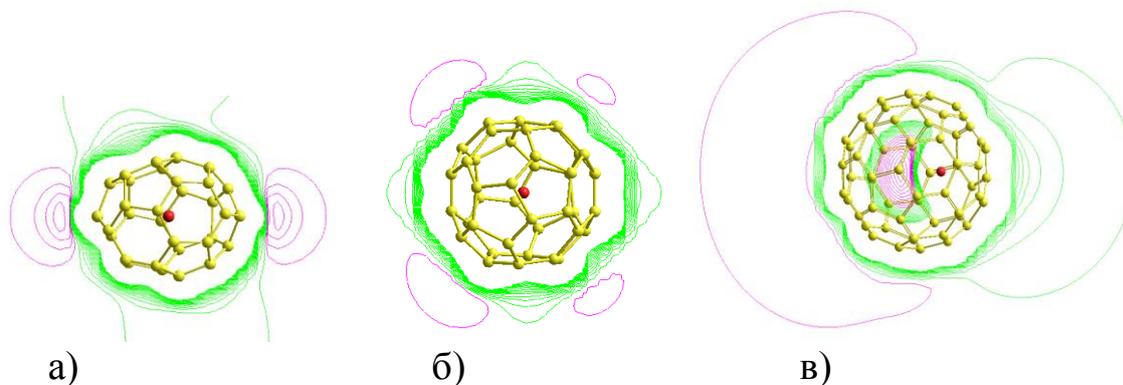


Рисунок 3 – Распределение электростатического потенциала для комплексов с ионами лития $\text{Li}^+@C_{32}$ (а), $\text{Li}^+@C_{40}$ (б), $\text{Li}^+@C_{60}$ (в)

Для изомеров от C_{20} до C_{84} предпочтительнее с точки зрения минимума энергии образования, а следовательно, термодинамической стабильности являются фуллерены – $\text{Li}^+@C_{50}$, $\text{Li}^+@C_{60}$, $\text{Li}^+@C_{70}$, $\text{Li}^+@C_{80}$.

Кроме того, тем же методом были рассчитаны параметры фуллерена C_{60} с атомами Li, K, Na, Zn (таблица 3).

Таблица 3 – Физические параметры эндофуллерена $M@C_{60}$ с внедренными в них атомами лития, натрия, калия и цинка

Комплекс $M@C_{60}$	Дипольный момент, D	Энергия образования, ккал/моль
$\text{Li}^+@C_{60}$	0,556	-33,805
$\text{Li}_2@C_{60}$	1,076	-7,156
$\text{Li}_3@C_{60}$	0,769	0,793
$\text{K}^+@C_{60}$	0,103	-18,045
$\text{K}_2@C_{60}$	3,595	-2,7785
$\text{K}_3@C_{60}$	1,588	-45,235
$\text{Na}^+@C_{60}$	1,167	-7,474
$\text{Na}_2@C_{60}$	3,626	-9,645
$\text{Na}_3@C_{60}$	2,401	-11,071
$\text{Zn}^+@C_{60}$	1,141	-2,019
$\text{Zn}_2@C_{60}$	0,055	-1,514
$\text{Zn}_3@C_{60}$	0,035	2,580

Для конформации фуллерена C_{60} с литием и цинком предпочтительными оказались комплексы с одним атомом внутри углеродного каркаса. На рисунке 4 изображены оптимальные геометрии соответствующих комплексов.

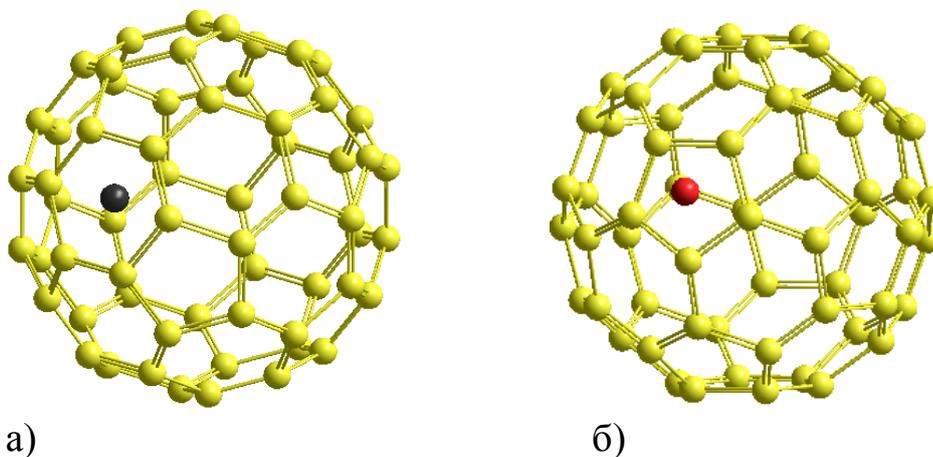


Рисунок 4 – Модели эндофуллеренов C_{60} с цинком (а) и литием (б)

Для конформаций с натрием и калием оптимальным является образование с тремя атомами внутри углеродного каркаса. Взаимодействия между атомами и фуллереном также носят электростатический характер, без образования ковалентных связей между ними (рисунок 5).

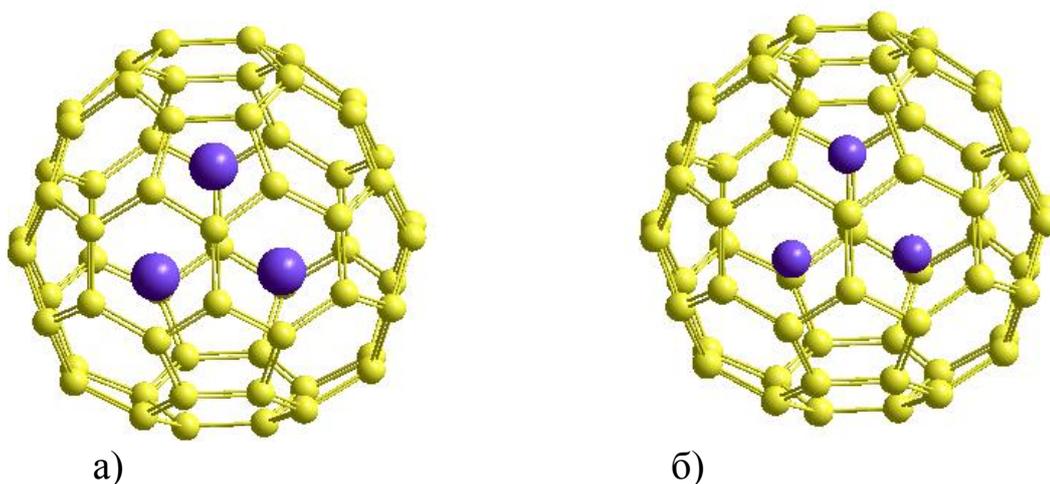


Рисунок 5 – Модели эндофуллеренов C_{60} с калием (а) и натрием (б)

С учетом полученного опыта о структуре эндоэдральных комплексов, аналогичным образом можно рассчитывать и другие конформации металлофуллеренов с точностью, достаточной для определения их термодинамической стабильности, а следовательно, и предпочтительности при выделении из ряда изотопов в реальном эксперименте.

Все расчеты в данной работе были выполнены с использованием процессора Intel® Core™ i7-4770K Processor Turbo Core 4x3,9 GHz и оперативной памяти 16Gb.

Литература

1. Дегтяренко, Н.Н. Описание программных пакетов для квантовых расчетов наносистем / Н.Н. Дегтяренко. – М.: МИФИ, 2008. – 180 с.
2. Valerij, Gurin Endofullerenes M@C₆₀ with defferent monovalent metals / Valerij Gurin // NANO. – 2008. – № 03. – P. 483.
3. Варганов С.А. Неэмпирические расчеты эндо- и экзоэдральных комплексов фуллерена C₆₀ с ионом Li⁺ и эндоэдрального камплека C₆₀ с димером Li₂ / С.А. Варганов, П.В. Аврамов, С.Г. Овчиников // ФТТ. – 2000. – Т. 42. – Вып. 2. – С 378–382.
4. Назаров, А.В. Многокомпонентное 3D-проектирование наносистем / А.В. Назаров. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. – С. 392.
5. Елецкий, А.В. Фуллерены и структура углерода / А.В.Елецкий, Б.М. Смирнов // УФН. – 1995. – Т. 165. – № 9. – С. 977–1009.
6. Ибрагимов, И.М. Основы компьютерного моделирования наносистем / И.М. Ибрагимов, А.Н. Ковшов, Ю.Ф. Назаров. – Спб.: Издательство «Лань», 2010. – 384 с.

Т.П. Желонкина, С.А. Лукашевич

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

ОБ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЯХ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕОРИИ

Как известно, основными уравнениями макроскопической теории поля являются уравнения Максвелла. Система основных уравнений для электромагнитного поля представляет собой математическую формулировку основных постулатов или «аксиом» классической электродинамики, играющих в ней ту же роль, какую в классической механике играют аксиомы Ньютона.

Лоренцем были получены уравнения для микрополей, которые называются уравнениями электронной теории или уравнениями Лоренца. Правильность этих уравнений проверяется тем, что путем их усреднения можно получить уравнения Максвелла [1-3].

При выводе этих уравнений будем следовать Лоренцу, который исходил из следующих положений:

- вещество состоит из вакуума и вкрапленных в него положительных и отрицательных зарядов;
- для вакуума справедливы уравнения Максвелла при $\varepsilon = \mu = 1$;
- никаких токов проводимости не существует.

Существуют только конвекционные токи, связанные с перемещением заряженных частиц в вакууме и токи смещения, возбуждаемые изменениями электрического поля.

С этой точки зрения токи смещения в диэлектрике $\vec{j}_{cm} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ должны представлять сумму «истинного» тока смещения в вакууме $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ и тока, получающегося при перемещении зарядов при наложении электрического поля.

Пусть e – элементарный электрический заряд, n_k – число зарядов в единице объема диэлектрика определенного типа связи, \vec{V}_k – их скорость. Тогда плотность конвекционного тока, создаваемая зарядами данного типа связи $\vec{j}_k = n_k e \vec{V}_k$, а величина полной плотности тока $\vec{j} = \sum_{k=1} n_k e \vec{V}_k$.

Плотность тока смещения в диэлектрике можно представить в виде суммы «чистого» тока смещения и конвекционного тока, т.е.

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sum_{k=1} n_k e \vec{V}_k.$$

Тогда первое уравнение Максвелла можно представить в виде:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sum_{k=1} n_k e \vec{V}_k.$$

Если n – число всех зарядов в одном кубическом метре, \vec{V} – средняя скорость их движения, а $ne = \rho_m$ – микроскопическая плотность зарядов, то

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \rho_m\vec{V} \quad (1)$$

Так как, по Лоренцу, заряды распределены в вакууме и $\mu = 1$, то из уравнения Максвелла для $\operatorname{rot}\vec{E}$ находим:

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \quad (2)$$

Кроме того, можно записать выражения для дивергенций векторов

$$\operatorname{div}\vec{H} = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}\vec{E} = \rho_m, \quad (4)$$

здесь \vec{E} и \vec{H} – напряженности микроскопического электрического и магнитного полей.

В вакууме уравнения Лоренца не отличаются от уравнений Максвелла, для вещества же разница существенна: такие макроскопические характеристики среды, как электропроводность σ и напряженность поля E^* сторонних электродвижущих сил в уравнения не входят. Кроме того, не нужны условия на границе раздела двух сред, в теории Лоренца они не имеют смысла.

Возьмем дивергенцию от обеих частей равенства (1) с помощью (4) и получим

$$\operatorname{div}\rho_m\vec{V} = -\rho, \quad (5)$$

здесь ρ – плотность элементарных электрических зарядов.

Из уравнения (5) следует, что $(\rho_m\vec{V})$ представляет плотность конвекционного тока, а само уравнение (5) выражает уравнение непрерывности.

Путем усреднения микронапряженностей электрического и магнитного полей по времени и пространству можно получить значения макронапряженностей электрического и магнитного полей.

Для этого вводится понятие о *физически бесконечно малых объемах*, которые должны быть достаточно малыми по сравнению с макроскопическими объемами в теории Максвелла, но содержать достаточно большое число частиц, чтобы к ним можно было применять законы статистической физики. Таким образом можно перейти от уравнений Лоренца к уравнениям Максвелла.

Выражение для силы Лоренца, действующей на частицу в электромагнитном поле, в электронной теории имеет вид:

$$\vec{F} = e(\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{H}]),$$

а плотность этих сил

$$\vec{f} = \rho_m (\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{H}]). \quad (6)$$

Уравнения (1-6) называются уравнениями Лоренца. Они справедливы как для вакуума, так и для любой материальной среды. Однако имеется принципиальное различие уравнений Лоренца от уравнений Максвелла:

- в систему уравнений микрополей не входят материальные константы ε , μ , σ .

Свойства среды определяются распределением зарядов и их движением. Следует отметить, что в уравнениях электронной теории сами электроны не фигурируют, плотность $\vec{j}_m = \rho_m \vec{V}$ в уравнение (1) входит как движение непрерывной среды с плотностью $\rho_m = ne$.

Литература

1. Матвеев, А.Н. Электричество и магнетизм / А.Н. Матвеев. – М.: Высшая школа, 1983. – 464 с.
2. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Том 3. Электричество / Д.В. Сивухин. – М.: Наука, 1977. – 688 с.
3. Тамм, И.Е. Основы теории электричества/ И.Е. Тамм. – М.: Наука, 1976. – 616 с.

К.В. Казмерчук, О.В. Веко, Е.М. Овсюк

**УО «Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина», Беларусь**

К ТЕОРИИ АТОМА ВОДОРОДА В КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АНТИ ДЕ СИТТЕРА

Геометрия анти де Ситтера является одной из простых осциллирующих моделей Вселенной. Однако в этом пространстве-времени существует и статическая система координат:

$$dS^2 = \left(1 + \frac{r^2}{\rho^2}\right) dt^2 - \left(1 + \frac{r^2}{\rho^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (1)$$

Рассмотрим в этих координатах уравнение Клейна-Фока-Гордона с внешним кулоновским потенциалом; после разделения переменных подстановкой

$$\Phi = e^{-i\epsilon t/\hbar} Y_{lm}(\theta, \phi) f(r)$$

получаем

$$\begin{aligned} & \frac{d^2}{dr^2} f + \frac{2(1+2r^2/\rho^2)}{r(1+r^2/\rho^2)} \frac{d}{dr} f + \\ & + \left[\frac{(\epsilon + e^2/r)^2}{c^2 \hbar^2} \frac{1}{(1+r^2/\rho^2)^2} - \left(\frac{M^2 c^2}{\hbar^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \frac{1}{1+r^2/\rho^2} \right] f = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В безразмерных величинах

$$\begin{aligned} x &= \frac{ir}{\rho}, \quad \frac{\epsilon\rho}{c\hbar} = E, \\ \frac{e^2}{c\hbar} &= \alpha, \quad \frac{M^2 c^2 \rho^2}{\hbar^2} \Rightarrow M^2 \end{aligned}$$

уравнение (2) принимает вид:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{2(1-2x^2)}{x(1-x^2)} \frac{d}{dx} - \left(E + \frac{i\alpha}{x} \right)^2 \frac{1}{(1-x^2)^2} + \right. \\ & \left. + \left(M^2 - \frac{l(l+1)}{x^2} \right) \frac{1}{1-x^2} \right] f = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В уравнении (3) сделаем подстановку

$$f = x^A (x-1)^B (x+1)^C F;$$

при ограничениях на параметры

$$\begin{aligned} A &= -\frac{1}{2} \pm \sqrt{(l+1/2)^2 - \alpha^2}, \\ B &= \pm \frac{1}{2} (E + i\alpha), \quad C = \pm \frac{1}{2} (E - i\alpha) \end{aligned}$$

получаем

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \left[\frac{2A+2}{x} + \frac{2B+1}{x-1} + \frac{2C+1}{x+1} \right] \frac{df}{dx} +$$

$$+ \left[\frac{2A+3B+3C+2(AB+AC+BC)-M^2+E^2/2-3\alpha^2/2+l(l+1)}{(x-1)(x+1)} + \frac{2(iE\alpha+B-C+AB-AC)}{x(x-1)(x+1)} \right] f = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) можно сопоставить с общим уравнением Гойна $G(a; q, \lambda, \beta, \gamma, \delta, z)$ [1, 2]

$$\frac{d^2G}{dx^2} + \left[\frac{\gamma}{x} + \frac{\delta}{x-1} + \frac{\lambda + \beta - \gamma - \delta + 1}{x-a} \right] \frac{dG}{dx} + \frac{\lambda\beta x - q}{x(x-1)(x-a)} G = 0; \quad (5)$$

при этом получаем уравнения для определения параметров функции Гойна

$$\begin{aligned} a &= -1, \quad \gamma = 2A + 2, \quad \delta = 2B + 1, \\ q &= -2(iE\alpha + B - C + AB - AC), \\ \lambda &= \frac{3}{2} + A + B + C \pm \sqrt{B^2 + C^2 + \frac{\alpha^2 - E^2}{2} + M^2 + \frac{9}{4}}, \\ \beta &= \frac{3}{2} + A + B + C \mp \sqrt{B^2 + C^2 + \frac{\alpha^2 - E^2}{2} + M^2 + \frac{9}{4}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Ищем решения, конечные в начале координат, выбираем

$$A = -\frac{1}{2} + \sqrt{(l+1/2)^2 - \alpha^2}.$$

Напоминаем, что физической областью изменения независимой переменной является интервал $x \in (0, +\infty)$. В зависимости от выбора знаков в выражениях для B, C имеем 4 разные возможности:

$$\begin{aligned} (+, +) \quad B &= +\frac{1}{2}(E + i\alpha), \quad C = +\frac{1}{2}(E - i\alpha), \\ B + C &= +E, \quad B^2 + C^2 = \frac{E^2 - \alpha^2}{2}; \\ (-, -) \quad B &= -\frac{1}{2}(E + i\alpha), \quad C = -\frac{1}{2}(E - i\alpha), \\ B + C &= -E, \quad B^2 + C^2 = \frac{E^2 - \alpha^2}{2}; \\ (+, -) \quad B &= +\frac{1}{2}(E + i\alpha), \quad C = -\frac{1}{2}(E - i\alpha), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B + C &= +i\alpha, \quad B^2 + C^2 = \frac{E^2 - \alpha^2}{2}; \\
(-, +) \quad B &= -\frac{1}{2}(E + i\alpha), \quad C = +\frac{1}{2}(E - i\alpha), \\
B + C &= -i\alpha, \quad B^2 + C^2 = \frac{E^2 - \alpha^2}{2}.
\end{aligned}$$

Во всех случаях выполняется тождество:

$$B^2 + C^2 + \frac{\alpha^2 - E^2}{2} = 0,$$

следовательно, выражения для параметров λ , β упрощаются

$$\begin{aligned}
\lambda &= \frac{3}{2} + A + B + C \pm \sqrt{M^2 + \frac{9}{4}}, \\
\beta &= \frac{3}{2} + A + B + C \mp \sqrt{M^2 + \frac{9}{4}}.
\end{aligned}$$

Можно провести качественный анализ задачи на основе исследования поведения квадрата обобщенного импульса; вводим нормировку для радиального импульса на Mc и используем безразмерную радиальную координату:

$$\begin{aligned}
\frac{p_r^2}{M^2 c^2} &\Rightarrow p^2, \quad \frac{r}{\rho} \Rightarrow r, \\
\frac{L^2}{M^2 c^2 \rho^2} &\Rightarrow L^2, \quad \frac{e^2}{\rho} \frac{1}{Mc^2} = q; \\
p^2(r) &= \left(\varepsilon + \frac{q}{r}\right)^2 \frac{1}{(1+r^2)^2} - \left(1 + \frac{L^2}{r^2}\right) \frac{1}{1+r^2}. \quad (7)
\end{aligned}$$

Задача следующая – нужно построить график функции $p^2(r)$. Отмечаем

$$r \rightarrow 0, \quad p^2(r) \square -\frac{L^2 - q^2}{r^2},$$

при $(L^2 - q^2) > 0$ имеем запрещенную для классического движения область около начала координат. Найдем точки остановки движения (точки поворота) $p_r^2 = 0$, приходим к уравнению 4-го порядка:

$$r^4 - r^2(\varepsilon^2 - L^2 - 1) - 2\varepsilon q r + (L^2 - q^2) = 0. \quad (8)$$

Можно понять, где могут быть расположены корни уравнения, воспользовавшись разложением

$$r^4 + Ar^2 + Br + C = [(r - r_1)(r - r_2)][(r - r_3)(r - r_4)],$$

т. е.

$$r_1 + r_2 + r_3 + r_4 = 0,$$

$$A = r_1r_2 + r_1r_3 + r_1r_4 + r_2r_3 + r_2r_4 + r_3r_4,$$

$$B = -(r_1r_2r_3 + r_1r_2r_4 + r_1r_3r_4 + r_2r_3r_4),$$

$$C = r_1r_2r_3r_4, \quad (9)$$

здесь $A = -(\varepsilon^2 - L^2 - 1)$, $B = -2\varepsilon q$, $C = (L^2 - q^2)$. Соотношение

$$r_1r_2r_3r_4 = C > 0$$

говорит, что если предполагать вещественность всех четырех корней (точек поворота), то возможны, например, два следующих варианта (следим за знаками корней):

$$(r_1, r_2, r_3, r_4) \sim (-, -, -, -),$$

$$(r_1, r_2, r_3, r_4) \sim (+, +, +, +).$$

Однако, принимая во внимание соотношения (7), заключаем, что оба варианта невозможны из-за равенства

$$r_1 + r_2 + r_3 + r_4 = 0.$$

Также в силу

$$r_1r_2r_3r_4 = C > 0$$

не могут реализовываться и варианты

$$(r_1, r_2, r_3, r_4) \sim (-, -, -, +),$$

$$(r_1, r_2, r_3, r_4) \sim (+, +, +, -)$$

Единственный физически возможный и интерпретируемый вариант соотносится со случаем

$$(r_1, r_2, r_3, r_4) \sim (-, -, -, +), \quad r_4 > r_3 > 0; \quad (10)$$

здесь $r_4 > r_3 > 0$ – физические точки поворота.

Таким образом, качественный анализ показывает, что спектр энергии атома водорода на фоне геометрии анти де Ситтера должен

быть дискретным, и атом водорода должен быть стабильным с точки зрения квантовой механики.

Литература

1. Heun's differential equation / Ed.: A. Ronveaux, F. Arscott. – Oxford: Oxford Univ. Press, 1995.

2. Slavyanov, S.Ju. Special functions. A unified theory based on singularities / S.Ju. Slavyanov, W. Lay. – Oxford: Oxford Univ. Press, 2000. – 154 p.

В.Н. Капшай, С.И. Фиалка

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ С КВАЗИПОТЕНЦИАЛОМ ВИДА $(r^2 + a^2)^{-1}$

Для описания связанных состояний систем двух частиц широкое применение нашел ковариантный одновременной подход на основе трехмерных интегральных уравнений Логунова-Тавхелидзе и Кадышевского [1,2]. В некоторых случаях характер взаимодействия между частицами может позволить свести уравнения к дифференциальным.

Уравнение для волновой функции относительного движения двух бесспиновых частиц массы m имеет вид [3]

$$\psi(\vec{p}) = G_0(E, E_p) \int V(E, \vec{p}, \vec{k}) \psi(\vec{k}) \frac{m}{E_k} d\vec{k}. \quad (1)$$

Здесь \vec{p} и \vec{k} – начальный и конечный относительные импульсы частиц в системе центра инерции, $E_p = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$ и $E_k = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$ – начальная и конечная энергии частиц, $2E$ – энергия двухчастичной системы. В качестве квазипотенциала $V(E, \vec{p}, \vec{k})$ рассмотрим независящий от энергии E , локальный в импульсном пространстве Лобачевского потенциал вида [3]

$$V(\vec{p}, \vec{k}) = -\frac{\lambda}{4\pi} \cdot \frac{e^{-am\chi_\Delta}}{|\vec{p}(-)\vec{k}|} = -\frac{\lambda m^{2am+1}}{4\pi} \cdot \frac{\left(m\Delta_{p,k}^0 + \sqrt{m^2(\Delta_{p,k}^0)^2 - m^4}\right)^{-am}}{\sqrt{m^2(\Delta_{p,k}^0)^2 - m^4}}, \quad (2)$$

где $\chi_\Delta = \text{Arch}(\Delta_{p,k}^0 / m)$ – быстрота, сопряженная квадрату переданного импульса, $\Delta_{p,k}^0 = \sqrt{(\vec{\Delta}_{p,k})^2 + m^2} = (E_p E_k - \vec{p}\vec{k})/m$. В релятивистском конфигурационном представлении квазипотенциалу (2) соответствует потенциал $V(r) = -\lambda/(r^2 + a^2)$.

Рассматривая сферически-симметричный квазипотенциал (2), ограничимся рассмотрением s -состояний, для которых $\psi(\vec{p}) = \psi(|\vec{p}|)$. Тогда интегральное уравнение (1) можно свести к одномерному, проинтегрировав его по углам вектора \vec{k} . Вводя обозначения $\alpha = E_p E_k - p k$, $\beta = E_p E_k + p k$ и $y = E_p E_k - p k \cos \theta_{pk}$, получим

$$p\psi(p) = -\lambda m^2 G_0(E, E_p) \int_0^\infty \tilde{g}(p, k) k \psi(k) \frac{dk}{E_k}, \quad (3)$$

где

$$\tilde{g}(p, k) = \frac{m^{2am}}{2} \int_\alpha^\beta \frac{\left(y + \sqrt{y^2 - m^4}\right)^{-am}}{\sqrt{y^2 - m^4}} dy. \quad (4)$$

Переходя в пространство быстрот ($p = m \text{sh}\chi_p$; $E_p = m \text{ch}\chi_p$) и обозначив $F(\chi_p) = G_0^{-1}(E, E_p) p \psi(p)$, уравнение (3) получим в виде

$$F(\chi_p) = -\lambda m^2 \int_0^\infty g(\chi_p, \chi_k) G_0(E, m \text{ch}\chi_k) F(\chi_k) d\chi_k. \quad (5)$$

Производя в (4) интегрирование, в пространстве быстрот получим:

$$g(\chi_p, \chi_k) = \begin{cases} e^{-am\chi_k} \frac{\text{sh}(am\chi_p)}{am}, & \chi_k \geq \chi_p; \\ e^{-am\chi_p} \frac{\text{sh}(am\chi_k)}{am}, & \chi_k < \chi_p. \end{cases} \quad (6)$$

Дифференцируя затем интегральное уравнение (5) по параметру χ_p , получим дифференциальное уравнение и граничные условия:

$$F''(\chi) - [a^2 m^2 + \lambda m^2 G_0(E, m \text{ch}\chi_k)] F(\chi) = 0; \quad F(0) = 0; \quad F'(\infty) = 0. \quad (7)$$

Для дальнейшего решения нужно выбрать явный вид функции $G_0(E, m \operatorname{ch} \chi_k)$, в качестве которой могут выступать функции Грина уравнений Логунова-Тавхелидзе ($j=1$), Кадышевского ($j=2$) и их модифицированные версии ($j=3, j=4$). В пространстве быстрых они имеют вид:

$$\begin{aligned} G_{0,1}(E, m \operatorname{ch} \chi) &= \frac{1}{E^2 - m^2 \operatorname{ch}^2 \chi}; & G_{0,2}(E, m \operatorname{ch} \chi) &= \frac{1}{m \operatorname{ch} \chi (E - m \operatorname{ch} \chi)}; \\ G_{0,3}(E, m \operatorname{ch} \chi) &= \frac{\operatorname{ch} \chi}{E^2 - m^2 \operatorname{ch}^2 \chi}; & G_{0,4}(E, m \operatorname{ch} \chi) &= \frac{1}{m (E - m \operatorname{ch} \chi)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассматривая случай нулевой массы связанного состояния ($M = 2E = 0$), можно найти аналитическое решение задачи Штурма-Лиувилля (7) для $G_{0,1}(0, m \operatorname{ch} \chi) = G_{0,2}(0, m \operatorname{ch} \chi)$. Для этого сделаем замену переменной $z = \operatorname{th} \chi$, тогда дифференциальное уравнение (7) принимает вид уравнения Лежандра, решениями которого являются присоединенные функции Лежандра первого $P_s^{\pm am}(z)$ и второго рода $Q_s^{\pm am}(z)$ [4]. Последующий учет граничных условий позволяет получить спектр собственных значений и собственных функций [3]:

$$\lambda = s(s+1) = (am + 2n + 1)(am + 2n + 2); \quad F_{1,2}(\chi) = A P_s^{-am}(\operatorname{th} \chi). \quad (10)$$

Решение для других значений энергии двухчастичной системы получено нами численно. Используя в задаче (7) конечно-разностные производные, была построена и решена матричная задача на собственные значения. Однако, использование в интегральном уравнении (5) квадратурной формулы трапеций [5] позволило определить спектр собственных значений константы связи λ с большей точностью. Применяя экстраполяцию по Ричардсону [5], полученные результаты были дополнительно уточнены. Собственные функции $F(\chi)$ были найдены как решение задачи (7).

Полученные для $G_{0,j}(m \cos \omega, m \operatorname{ch} \chi)$ с $j=1,2$ значения λ в зависимости от параметров ω и a представлены на рисунке 1 для первых трех стационарных состояний $n=0,1,2$. На рисунке 2 приведены зависимости волновых функций $\psi(p)$ при $a=0$ и $a=2$ для $j=1 \div 4$ ($j=1$ – красный цвет; $j=2$ – желтый цвет; $j=3$ – зеленый цвет; $j=4$ – синий цвет) ($m=1$).

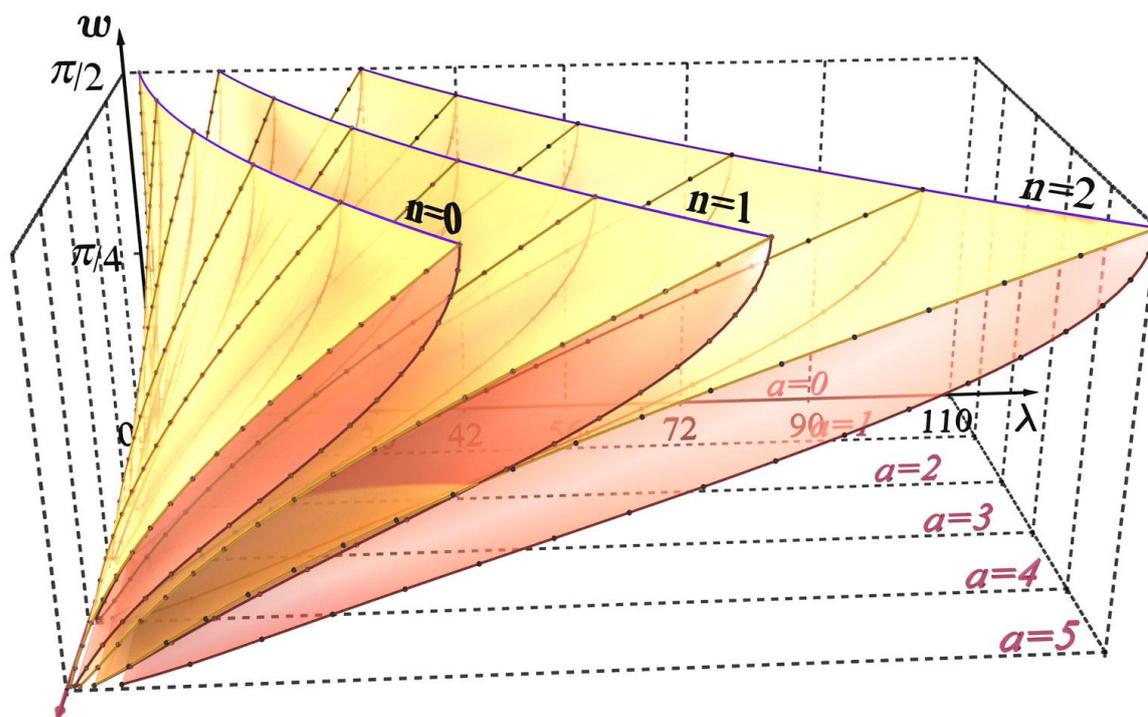


Рисунок 1 – Зависимость константы связи λ от параметров ω и a

Из рисунка 2 видно, что с увеличением энергии связанного состояния $2E$ (уменьшением параметра ω) функция $F(\chi)$ и, следовательно, радиальная волновая функция $\psi(p)$ возрастает быстрее, вследствие этого, уменьшается неопределенность начального относительного импульса частиц. Такое же поведение наблюдается при увеличении параметра a .

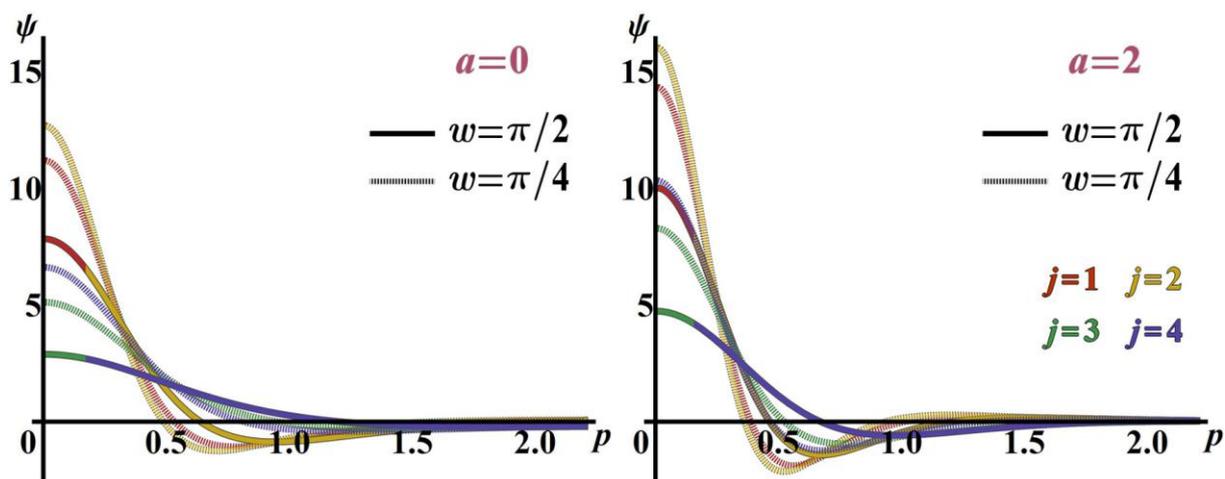


Рисунок 2 – Зависимость волновых функций ψ от импульса p

Также можно заметить, что для всех четырех функций Грина найденные функции $F(\chi)$ и волновые функции $\psi(p)$ имеют

количество нулей (кроме нуля при $\chi = 0$), совпадающее с квантовым числом n .

Значения константы связи λ полученные численно имеют до восьми верных значащих чисел после запятой. В частном случае $a = 0$ полученные результаты совпадают с результатами работы [6].

Литература

1. Logunov, A.A. Quasi-optical approach in quantum field theory / A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze // *NuovoCimento*. – 1963. – Vol. 29. – P. 380–399.

2. Kadyshevsky, V.G. Quasipotential type equation for the relativistic scattering amplitude / V.G. Kadyshevsky // *Nucl. Phys.* – 1968. – Vol. B6, № 1. – P. 125–148.

3. Капшай, В.Н. Об одном классе точных решений квазипотенциальных уравнений. / В.Н. Капшай, С.П. Кулешов, Н.Б.Скачков // *ТМФ*. – 1983. – Т. 55. – № 3. – С. 349–360.

4. Бейтмен, Г. Высшие трансцендентные функции, Т.1. Гипергеометрическая функция, функции Лежандра / Г. Бейтмен, А.Эрдейи // М.: Наука, 1973. – 295 с.

5. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing, Third Edition / Н.Р. William [et al.] // Cambridge University Press. – 2007. – 1256 p.

6. Kapshai, V.N. Relativistic two-particle Sturm-Lioville problem in the momentum representation: exact and numerical solutions / V.N.Kapshai, S.I. Fialka, L.D. Korsun // *Известия ГГУ им. Ф. Скорины*. – 2011. – № 6 (69). – С. 75–79.

А.Ф. Константинова, К.К. Константинов

Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Россия

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ЖИЗНИ НА ЗЕМЛЕ

Введение

За последнее время появились экспериментальные и теоретические работы, связанные с физическими свойствами энантиомеров $[0, 0]$, где показано, что различные физические свойства диастереомеров могут приводить к высокой хиральной

поляризации даже в отсутствие какого бы то ни было автокатализа. В [0, 0] показано, что энантиоселективность автокатализа на уровне простых химических реакций (особенно с учетом рацемизации) недостаточна, чтобы обеспечить хиральную поляризацию близкую к 100%. Т.е. существует разрыв в хиральной поляризации, который современные теории происхождения жизни на Земле не могут объяснить. Экспериментальное подтверждение автокатализа на уровне простых химических реакций (реакция Соаи) [0] потребовало рассмотрения нелинейных по хиральному реагенту моделей [0].

В [0] был рассмотрен случай с одинаковыми свойствами диастереомеров и с образованием пар и теоретически показано, что при одинаковых свойствах диастереомеров наличие биномиальных коэффициентов при формировании пар из двух различных энантиомеров может приводить к появлению дополнительного 100% энантиоселективного фактора.

Тем не менее, при процессах образования жизни на Земле количество типов, образовавшихся веществ должно было быть очень велико и, поэтому, невозможно утверждать, что у всех «неправильных» веществ физические и/или химические свойства были «хуже» для того, чтобы «правильные» вещества оставались в растворе и могли участвовать в дальнейших реакциях. Также представляется интересным исследовать циклические процессы сборки более сложных веществ и разборки их на более простые вещества, что присуще процессам, идущим на биологическом уровне. Именно эти проблемы в применении к обратимым химическим реакциям исследуется в данной работе.

1. Влияние нелинейности и цикличности процессов

Действительно, с увеличением нелинейности модели требование на энантиоселективность автокатализа снижаются пропорционально степени нелинейности. Так, нетрудно показать, что рассмотрение квадратичного по хиральному реагенту обратимого автокатализа (т.е. реакций типа $A + LL \rightleftharpoons L + LL$ вместо $A + L \rightleftharpoons L + L$) в условии на энантиоселективность прямого (γ_+) и обратного (γ_-) автокатализа появляется коэффициент 2, т.е.:

$$2(\gamma_+ + \gamma_-) \geq 1 \quad (1)$$

вместо $(\gamma_+ + \gamma_-) \geq 1$, рассмотренного в [0]. Рассмотрим, например, параметр γ_- [0] как функцию двух переменных k_{-1} и k_{-2} :

$$\gamma_- = \frac{k_{-2} - k_{-1}}{k_{-2} + k_{-1}}, \quad (2)$$

где k_{-1} и k_{-2} – это скорости обратных автокаталитических реакций ($L + L \rightarrow A + L$ и $D + L \rightarrow A + L$, соответственно). Данная функция не аналитична в точке $(0, 0)$, т.е. ее значение зависит от направления подхода к $(0, 0)$. Однако, если в уравнениях положить $k_{-1} = 0$ и $k_{-2} = 0$, то это равносильно тому, что $\gamma_- = 1$, т.е. получается полная энантиоселективность. Таким образом, если мы хотим рассматривать систему в термодинамическом равновесии, то обязательно необходимо учитывать как прямые, так и обратные реакции.

В отличие от рассмотрения реакций в растворе, т.е. ситуации, когда все возможные в рамках модели химические реакции происходят одновременно и до достижения термодинамического равновесия, процессам, идущим на Земле, присуща естественная цикличность. Есть суточные, годовые, погодные и пр. циклы, при которых условия, вообще говоря, могут различаться в разные части цикла. Цикличность (не обязательно повторяющаяся) приводит к следующему. Во-первых, не все реакции могут идти одновременно, т.к. они могут требовать различных или даже взаимоисключающих условий. Во-вторых, наличие последовательности реакций может существенно влиять на концентрации тех или иных веществ, а, следовательно, на скорости тех или иных реакций. Хорошим примером циклической реакции является промышленный синтез пептидов методом твердой фазы [0], когда необходимые аминокислоты добавляются по одной за цикл к одному концу синтезируемого пептида.

2. Модель циклических автокаталитических реакций

Рассмотрим простейшую циклическую модель, состоящую из трех шагов. Первый шаг состоит в обратимых реакциях прямого синтеза и распада энантиомеров L и D из нехирального вещества A : $A \rightleftharpoons L$ и $A \rightleftharpoons D$, а также обратимых каталитических реакциях синтеза: $A + M \rightleftharpoons L + M$ и $A + M \rightleftharpoons D + M$ в присутствии цепочек M , образованных на третьем шаге. Второй шаг состоит в полном разрушении всех оставшихся после первого шага цепочек M и превращении их в нехиральное вещество A . Третий шаг состоит в обратимом синтезе цепочек длины N (например, пептидов) из образованных на первом шаге энантиомеров L и D . Принципиальный момент – это то, что на каждом шаге «разрешены» только реакции нескольких типов. Примем, что образуются цепочки только некой

определенной длины N и синтезируется только один тип энантиомеров L и D , проигнорируем в каком месте цепочки находятся L и D энантиомеры и примем, что цепочки образуются случайным образом, т.е. вероятность встретить k молекул типа L (обозначим такую цепочку как M_k) и $(N - k)$ типа D в цепочке соответствует биномиальному распределению $B_{N,k}(p)$ из N попыток с вероятностью $p = \frac{\rho_L}{\rho_L + \rho_D} \equiv \frac{1+\eta}{2}$, где ρ_L и ρ_D – это концентрации левых и правых энантиомеров, соответственно. Тогда уравнения для эволюции на первом шаге можно записать как:

$$\frac{d\rho_L}{dt} = \sum_k \alpha_{L,k}^+ \rho_k \rho_A - \sum_k \alpha_{L,k}^- \rho_k \rho_L + \beta_L^+ \rho_A - \beta_L^- \rho_L, \quad (3)$$

где $\alpha_{L,k}^+ \equiv k_{A+M \rightarrow L+M}$, $\alpha_{L,k}^- \equiv k_{L+M \rightarrow A+M}$, $\beta_L^+ \equiv k_{A \rightarrow L}$, $\beta_L^- \equiv k_{L \rightarrow A}$ – коэффициенты соответствующих реакций, $M \equiv M_k$, ρ_k – концентрация k -ой цепочки и аналогично для ρ_D . Отметим, что система инвариантна относительно преобразования $(L, D, p) \rightarrow (D, L, (1 - p))$ и поэтому, в частности, $\alpha_{L,k}^+ \equiv \alpha_{D,N-k}^+$, $\alpha_{L,k}^- \equiv \alpha_{D,N-k}^-$. Второй шаг при вычислениях легко реализуется алгоритмическим способом, а в реальных экспериментах соответствует физическим процессам. Уравнения для синтеза цепочек на третьем шаге (подразумевая последовательную сборку) запишем как:

$$\frac{d\rho_T}{dt} = \beta_T^+ (\rho_L + \rho_D) - \beta_T^- \rho_T, \quad (4)$$

где $\rho_T \equiv \sum_k \rho_k$. Для упрощения анализа примем, что коэффициент обратного катализа одинаков для всех возможных вариантов цепочек, т.е. $\alpha_{L,k}^- \equiv \alpha_{D,k}^- \equiv \alpha^-$, коэффициент прямого синтеза одинаков, т.е. $\beta_L^+ \equiv \beta_D^+ \equiv \beta^+$, а коэффициент прямого распада различается на значение фактора преимущества $g \sim 10^{-17}$, т.е. $\beta_L^- = (1 - g)\beta^-$ и $\beta_D^- = (1 + g)\beta^-$. Отметим, что в линейном случае первое условие (эквивалентное $\gamma_- \equiv 0$) приводит к полной устойчивости симметричного состояния.

Рассмотрим теперь два варианта вычислений: один с учетом второго шага, а другой без. На рисунке 1 показана использованная в расчетах зависимость $\left(\frac{\alpha_{L,k}^+ - \alpha_{L,N-k}^+}{\alpha_{L,k}^+ + \alpha_{L,N-k}^+} \right)$ от $\left(k - \frac{N}{2} \right)$ для $N = 50$. В случае отсутствия второго шага все нехиральное вещество очень быстро

расходится и образуется равновесное симметричное распределение энантиомеров L и D и соответствующих цепочек. Наличие второго шага, т.е. разрушения цепочек после каталитических реакций является дополнительным энантиоселективным фактором и приводит к бифуркации. На рисунке 2 показано распределение вероятности структуры цепочек для шагов номер 0, 41 и 45 от $(k - \frac{N}{2})$.

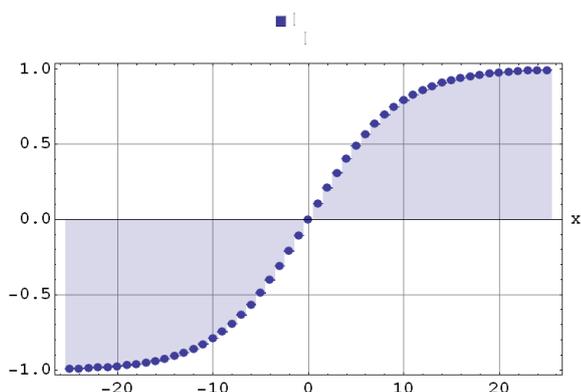


Рисунок 1 – Зависимость $\frac{\alpha_{L,k}^+ - \alpha_{L,N-k}^+}{\alpha_{L,k}^+ + \alpha_{L,N-k}^+}$ от $(k - \frac{N}{2})$, использованная в расчетах

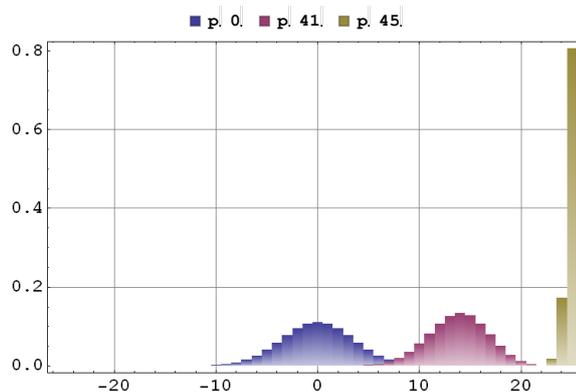


Рисунок 2 – Зависимость распределения вероятности p для циклов № 0, 41, 45 от $(k - \frac{N}{2})$ для модели с 3-мя шагами

В рамках рассмотренной модели представляется интересным сделать модельный эксперимент, используя трехшаговый циклический процесс, описанный выше.

Заключение

Рассмотрена циклическая нелинейная каталитическая модель реакций синтеза энантиомеров и цепочек, состоящих из энантиомеров.

Показано, что наличие каналов разрушения более высокоуровневых молекул может являться принципиально важным фактором для бифуркации рассмотренной системы.

Предложен эксперимент, который мог бы позволить объяснить процессы образования жизни на Земле.

Литература

1. Blackmond, D.G. The origin of biological homochirality / D.G. Blackmond // Phil. Trans. R. Soc. B. – 2011. – Vol. 366. – P. 2878–2884.

2. Breslow, R. A likely possible origin of homochirality in amino acids and sugars on prebiotic earth / R. Breslow // *Tetrahedron letters*. – 2011. – Vol. 52 (17). – P. 2028–2032.

3. Гольданский, В.И. Спонтанное нарушение зеркальной симметрии в природе и происхождение жизни / В.И. Гольданский, В.В. Кузьмин // *УФН*. – 1989. – Т. 1. – С. 157.

4. Аветисов, В.А. Физические аспекты нарушения зеркальной симметрии биоорганического мира / В.А. Аветисов, В.И. Гольданский // *УФН*. – 1996. – Т. 166. – С. 8.

5. Highly enantioselective catalytic asymmetric automultiplication of chiral pyrimidyl alcohol / Shibata T. [et al.] // *J. Am. Chem. Soc.* – 1996. – Vol. 118 (2). – P. 471–472.

6. Buhse, T. Kinetic aspects of soai's asymmetric autocatalysis / T. Buhse // *J. Mex. Chem. Soc.* – 2005. – Vol. 49(4). – P. 328–335.

7. Константинов, К.К. Новый взгляд на процессы образования жизни на Земле / К.К. Константинов, А.Ф. Константинова // *Кристаллография*. – 2013. – Т. 58(5). – С. 696–709.

8. Merrifield, R.B. Solid phase peptide synthesis. I. The synthesis of a tetrapeptide / R.B. Merrifield // *J. Am. Chem. Soc.* – 1963. – Vol. 85 (14). – P. 2149–2154.

К.К. Константинов

Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Россия

ВСЕЛЕННАЯ КАК КОНЕЧНОЕ МНОЖЕСТВО И ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА В ТЕОРИИ ПРИЧИННО-СВЯЗАННЫХ МНОЖЕСТВ

Введение

В аксиоматическом описании квантовой механики (КМ) аксиома о бесконечномерном сепарабельном Гильбертове пространстве часто ставиться самой первой [1]. Приняв обобщенную гипотезу о континууме [2], это равносильно тому, что мощность множества, на котором аксиоматически определена квантовая механика:

$$\text{card}(\text{КМ}) = 2^{\aleph_0} = \aleph_1, \quad (1)$$

где \aleph_0 – это мощность множества целых чисел. Как известно,

несмотря на столетние исследования, проведенные лучшими умами, есть еще некоторые непреодолимые трудности в совмещении квантовой теории поля (КТП) и общей теории относительности (ОТО), или, как можно сказать, в квантовании ОТО [3]. Однако, большинство современных теорий, рассматривающих квантование ОТО, сходятся в том, что должна существовать минимальная наблюдаемая длина (или площадь), обсуждаемые, например, К.Ровелли и С. Шпециале [4].

1. Аксиома о конечности множества, описывающего Вселенную

Понятие минимальной наблюдаемой длины равносильно утверждению, что наблюдаемые значения относительных координат могут принимать только дискретные значения при измерении. Это означает, что множество возможных наблюдаемых значений, которое может принимать любая квантово-механическая величина, в том числе и относительные координаты, не просто счетно, но конечно. Т.е., мы разделяем мнение, выраженное в [5], о том, что вещественные числа были «изобретены» человеком и что они не являются наблюдаемыми величинами. Таким образом, последовательное обобщение экспериментальных основ КМ накладывает принципиальное ограничение на размер математического пространства, в котором происходит эволюция наблюдаемой Вселенной: это не несепарабельное Гильбертово пространство квантовой теории поля с мощностью $> \aleph_1$, а счетное множество с мощностью $< \aleph_0$. В данной работе мы хотим возвести это утверждение в ранг аксиомы о конечности множества, описывающего Вселенную:

$$card(\mathcal{U}) < \aleph_0, \quad (2)$$

где \mathcal{U} – это множество, описывающее всю Вселенную. Последовательное применение аксиомы (2) требует конечности информации на каждом шаге теорий, построенных на ее основе.

2. Реляционная Вселенная и причинно-связанные множества

Рассмотрим обратную задачу для причинно-связанных множеств [6] в рамках аксиомы (2) и модели реляционной Вселенной [7]. Трудности обратной задачи связаны с тем, что произвольное причинно-связанное множество, вообще говоря, не является приближением классического пространства-времени $R^{1,3}$. Возьмем конечное множество из N

одинаковых «элементов», на котором для каждой пары элементов (a, b) задано однотипное симметричное скалярное «взаимоотношение» σ т.е. $\sigma(a, b) \equiv \sigma(b, a) \rightarrow S_{ab} \equiv S_{ba}$ такое, что $S_{aa} \equiv 0, \forall a$ и рассмотрим вопрос о размерности и сигнатуре плоского псевдоевклидова пространства, где S_{ab} является интервалом между соответствующими точками. Выбрав прямоугольную систему координат в плоском псевдоевклидовом пространстве размерности N (в которое можно поместить данные точки), обозначим координаты каждой точки a как x_a^i (в матричном виде: $X_{ai} \equiv x_a^i$), так что $S_{ab} \equiv \sum_i (x_a^i - x_b^i)^2$. Наложив условия $\sum_a x_a^i = 0, \forall i$ и $\sum_a x_a^i x_a^j = 0, \forall i \neq j$, можно выразить ответ на данный вопрос через матрицу Грамма G_{ab} в выбранной такими условиями специальной системе координат:

$$G_{ab} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N} \sum_c (S_{ac} + S_{bc}) - \frac{1}{N^2} \sum_{c,d} S_{cd} - S_{ab} \right) \quad (3)$$

Положительные собственные значения Λ_a соответствуют пространственным координатам, а отрицательные – временным. Рассмотрим теперь выражения:

$$M_k(\Lambda) = \sum_a (\Lambda_a)^k \equiv Tr(\Lambda^k) \equiv Tr(G^k) \quad (4)$$

и рассмотрим класс вещественных полиномов $F_n(\Lambda)$:

$$F_n(\Lambda) \equiv F(M_1, \dots, M_n), \quad (5)$$

где F – это некий полином. Будем теперь считать собственные значения Λ_a переменными и рассмотрим задачу о локальном минимуме следующей вещественной функции:

$$U(\Lambda) = U_2(\Lambda) + \sum_{k=1,3,4,5} \alpha_k(\Lambda) (M_k(\Lambda)^2 - \gamma_k^2 M_2(\Lambda)^k)^2, \quad (6)$$

где $U_2(\Lambda) = \alpha_2(\Lambda) (M_2(\Lambda)^m - r^{2m})^2$, целое число $m > 0$, $\alpha_k(\Lambda)$ – произвольные положительно определенные функции из класса $F_n(\Lambda)$, а коэффициенты $\gamma_k = (N_S + N_T (-\beta)^k) (N_S + N_T \beta^2)^{-k/2}$ – это значения $M_k (M_2)^{-k/2}$ для матрицы $\Lambda \equiv \Lambda(N_T, N_S, \beta)$, у которой все отрицательные N_T значений равны $(-L_T)$, все положительные N_S значений равны L_S , остальные значения нули и $\beta \equiv \frac{L_T}{L_S}$. Для $N_T = 0, 1$,

а N_S – любое (или наоборот), значение $U(\Lambda)$ достигает локального минимума только при значениях Λ_a , соответствующих $\Lambda(N_T, N_S, \beta)$ и при условии, что начальные значения Λ_a содержат хотя бы одно положительное и хотя бы одно отрицательное значения. Для $N_T \geq 2$ и $N_S \geq 2$ локальный минимум, вообще говоря, не соответствует $\Lambda(N_T, N_S, \beta)$. Таким образом, мы свели обратную задачу в теории причинно-связанных множеств к задаче локального минимума в некоем потенциале $U(\Lambda) \equiv U(S)$.

3. Динамика системы

Рассмотрим теперь классическую динамическую систему с потенциалом, определяемым уравнением (6) и лагранжианом:

$$L(S) = \frac{\mu}{4} \sum_{a,b} (\dot{S}_{ab})^2 - U(S) \quad (7)$$

Это система из $\frac{N(N-1)}{2}$ связанных нелинейных осцилляторов. Хотя потенциал $U(S)$ выражается через все S_{ab} , он содержит только $(N-1)$ степеней свободы (Λ_a) и в окрестности локального минимума является квадратичной функцией. Используя теорему о равнораспределении энергии можно выразить среднюю кинетическую $\langle K \rangle$ и среднюю потенциальную $\langle V \rangle$ энергии через полную энергию системы E :

$$\begin{aligned} \langle K \rangle &= \left(1 - \frac{2}{N+2}\right) E \\ \langle V \rangle &= \frac{2}{N+2} E \end{aligned} \quad (8)$$

Т.е., чем больше N , тем меньшую часть из всей энергии составляет потенциальная энергия системы, а, следовательно, тем ближе система к локальному минимуму, т.е. к плоскому пространству времени для случаев $N_T = 0, 1$, а N_S – любое (или наоборот). Система (7) имеет также полностью симметричное, но неустойчивое частное решение: все $S_{ab} \equiv 0$ и все $\dot{S}_{ab} \equiv 0$. Спонтанное нарушение симметрии приводит к переходу в состояние близкое к плоскому пространству времени.

Классическая система, описываемая лагранжианом (7), обладает симметрией по отношению к операции обращению параметра эволюции, т.е. преобразованию $\tau \rightarrow (-\tau)$. При этом, с увеличением числа степеней свободы, система становится все более и более неустойчивой к вариациям начальных значений [8]. Однако,

дискретная эволюция, вытекающая из аксиомы (2) в общем случае уже не будет обладать такой симметрией в точности и поэтому естественным образом возникает понятие «стрелы времени».

Заключение

Показано несоответствие мощности множества, на котором определена КТП, и мощности множества всех возможных значений результатов квантово-механических экспериментов и высказана аксиома о конечности множества, описывающего Вселенную.

Показано, что обратная задача в теории причинно-связанных множеств может быть решена путем введения высоко симметричного потенциала и показано, что из-за симметрии системы количество кинетических степеней свободы в $(N/2)$ раз превышает количество потенциальных степеней свободы системы. Как следствие, система подобного типа при эволюции будет находиться очень близко к локальному минимуму потенциальной энергии.

Показано, что наличие дискретной эволюции, возникающей в результате применения аксиомы о конечности множества, описывающего Вселенную, приводит к появлению «стрелы времени».

Литература

1. Neumann J., von. Mathematical foundations of quantum mechanics. – Princeton University Press, 1955. – 458 p.
2. Zermelo-Fraenkel set theory / S. Hayden [et al.]. – Columbus, Ohio: C.E. Merrill, 1968. – 164 p.
3. Smolin, L. Matrix Models as Non-Local Hidden Variables Theories / L. Smolin // Quo Vadis Quantum Mechanics. – Center for Frontier Sciences. – 2005. – С. 121–152.
4. Rovelli, C. Reconcile Planck-scale discreteness and the Lorentz-Fitzgerald contraction / C. Rovelli, S. Speziale // [Electronic resource]. – Mode of access: arXiv:gr-qc/0205108v1. – Date of access: 25.05.2014.
5. Hooft, G. Relating the quantum mechanics of discrete systems to standard canonical quantum mechanics / G. Hooft // [Electronic resource]. – Mode of access: <http://arxiv.org/abs/1204.4926v1>. – Date of access: 20.09.2013.
6. Smolin, L. The case for background independence / L. Smolin // [Electronic resource]. – Mode of access: <http://arxiv.org/abs/hep-th/0507235v1>. – Date of access: 11.08.2013.
7. Barbour, J. The Discovery of Dynamics / J. Barbour. – Oxford Univ. Press, 2001. – 746 p.

8. Колмогоров, А.Н. О сохранении условно-периодических движений при малом изменении функции Гамильтона / А.Н. Колмогоров // Докл. АН СССР. – 1954. – Т. 98. – № 4. – с. 527–530.

Е.М. Овсюк¹, К.В. Казмерчук¹, О.В. Веко¹, В.М. Редьков²

¹УО «Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина», Беларусь,

²ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси», Беларусь

ГЕОМЕТРИЯ ПРОСТРАНСТВА ДЕ СИТТЕРА, НЕСТАБИЛЬНОСТЬ АТОМА ВОДОРОДА, ФУНКЦИИ ГОЙНА

Рассмотрим уравнение Клейна-Фока-Гордона с кулоновским потенциалом в статической метрике пространства де Ситтера

$$dS^2 = \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2).$$

Переменные разделяются подстановкой $\Phi = e^{-i\epsilon t/\hbar} Y_{lm}(\theta, \phi) f(r)$:

$$\frac{d^2}{dr^2} f + \frac{2(1 - 2r^2/\rho^2)}{r(1 - r^2/\rho^2)} \frac{d}{dr} f + \left[\frac{(\epsilon + e^2/r)^2}{c^2 \hbar^2} \frac{1}{(1 - r^2/\rho^2)^2} - \left(\frac{M^2 c^2}{\hbar^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \frac{1}{1 - r^2/\rho^2} \right] f = 0. \quad (1)$$

Поведение квадрата обобщенного импульса

$$p_r^2 = \frac{(\epsilon + e^2/r)^2}{c^2} \frac{1}{(1 - r^2/\rho^2)^2} - \left(M^2 c^2 + \frac{L^2}{r^2} \right) \frac{1}{1 - r^2/\rho^2}$$

указывает [1] на нестабильность системы в пространстве де Ситтера (рисунок 1). В безразмерных величинах

$$x = \frac{r}{\rho}, \quad \frac{\epsilon \rho}{c \hbar} = E, \quad \frac{e^2}{c \hbar} = \alpha, \quad \frac{M^2 c^2 \rho^2}{\hbar^2} \Rightarrow M^2$$

уравнение (1) принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 f}{dx^2} + \left[\frac{2}{x} + \frac{1}{x-1} + \frac{1}{x+1} \right] \frac{df}{dx} + \left[\frac{\alpha^2 - l(l+1)}{x^2} + \frac{1}{4} \frac{(E + \alpha)^2}{(x-1)^2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \frac{(E - \alpha)^2}{(x+1)^2} + \frac{2E\alpha}{x} - \frac{(E + 2\alpha)^2 - \alpha^2 - 2[M^2 + l(l+1)]}{4(x-1)} + \right. \\ \left. + \frac{(E - 2\alpha)^2 - \alpha^2 - 2[M^2 + l(l+1)]}{4(x+1)} \right] f = 0. \end{aligned}$$

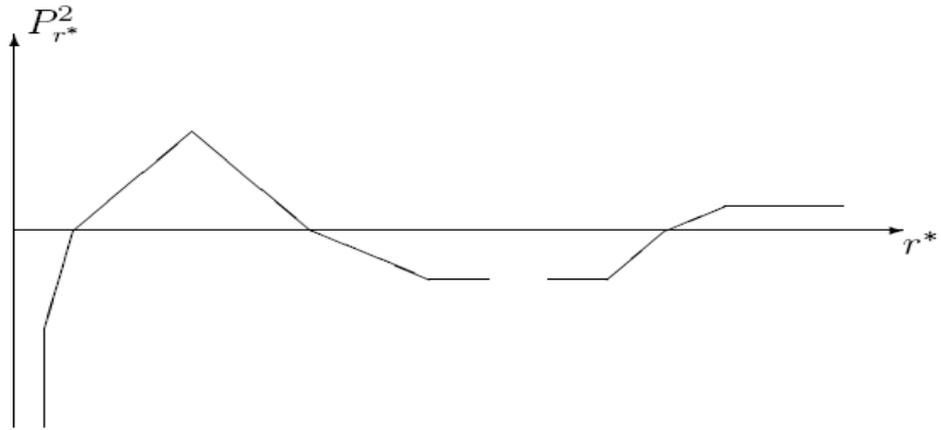


Рисунок 1 – График функции p_r^2 , $r^* = \frac{\rho}{2} \ln \frac{1+r/\rho}{1-r/\rho}$

Сделаем подстановку $f = x^A (1-x)^B (1+x)^C F$; при ограничениях:

$$A = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{(l+1/2)^2 - \alpha^2}, \quad B = \pm \frac{i}{2} (E + \alpha), \quad C = \pm \frac{i}{2} (E - \alpha)$$

получим уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 f}{dx^2} + \left[\frac{2A+2}{x} + \frac{2B+1}{x-1} + \frac{2C+1}{x+1} \right] \frac{df}{dx} + \\ + \left[\frac{2A+3B+3C+2(AB+AC+BC)+M^2-E^2/2-3\alpha^2/2+l(l+1)}{(x-1)(x+1)} + \right. \\ \left. + \frac{2(-E\alpha+B-C+AB-AC)}{x(x-1)(x+1)} \right] f = 0; \end{aligned} \quad (2)$$

его можно отождествить с общим уравнением Гойна $G(a; q, \lambda, \beta, \gamma, \delta; z)$

$$\frac{d^2G}{dx^2} + \left[\frac{\gamma}{x} + \frac{\delta}{x-1} + \frac{\lambda + \beta - \gamma - \delta + 1}{x-a} \right] \frac{dG}{dx} + \frac{\lambda\beta x - q}{x(x-1)(x-a)} G = 0$$

с параметрами

$$a = -1, \quad \gamma = 2(A+1), \quad \delta = 2B+1,$$

$$q = 2(E\alpha - B + C - AB + AC),$$

$$\lambda = \frac{3}{2} + A + B + C \pm \sqrt{\frac{9}{4} + A^2 + B^2 + C^2 + A + \frac{3\alpha^2}{2} + \frac{E^2}{2} - M^2 - l(l+1)},$$

$$\beta = \frac{3}{2} + A + B + C \mp \sqrt{\frac{9}{4} + A^2 + B^2 + C^2 + A + \frac{3\alpha^2}{2} + \frac{E^2}{2} - M^2 - l(l+1)}.$$

Функция Гойна по своему определению симметрична по λ, β . С учетом тождества $A^2 + A + \alpha^2 - l(l+1) = 0$ эти формулы упрощаются:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{3}{2} + A + B + C \pm \sqrt{B^2 + C^2 + \frac{E^2 + \alpha^2}{2} - M^2 + \frac{9}{4}}, \\ \beta &= \frac{3}{2} + A + B + C \mp \sqrt{B^2 + C^2 + \frac{E^2 + \alpha^2}{2} - M^2 + \frac{9}{4}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Ищем решения, конечные в начале координат, поэтому выбираем $A = -\frac{1}{2} + \sqrt{(l+1/2)^2 - \alpha^2}$. Точка $x = +1$ является физической особенностью (поскольку она отвечает области горизонта де Ситтера). Точка $x = -1$ является нефизической особенностью. Напоминаем, что физической областью изменения независимой переменной является интервал $x \in [0, +1)$. В зависимости от выбора знаков в выражениях для B, C имеем 4 разные возможности:

$$(+, +) \quad B = +\frac{i}{2}(E + \alpha), \quad C = +\frac{i}{2}(E - \alpha),$$

$$B + C = +iE, \quad B^2 + C^2 = -\frac{E^2 + \alpha^2}{2};$$

$$(-, -) \quad B = -\frac{i}{2}(E + \alpha), \quad C = -\frac{i}{2}(E - \alpha),$$

$$B + C = -iE, \quad B^2 + C^2 = -\frac{E^2 + \alpha^2}{2};$$

$$(+,-) \quad B = +\frac{i}{2}(E + \alpha), \quad C = -\frac{i}{2}(E - \alpha),$$

$$B + C = +i\alpha, \quad B^2 + C^2 = -\frac{E^2 + \alpha^2}{2};$$

$$(-,+) \quad B = -\frac{i}{2}(E + \alpha), \quad C = +\frac{i}{2}(E - \alpha),$$

$$B + C = -i\alpha, \quad B^2 + C^2 = -\frac{E^2 + \alpha^2}{2}.$$

Во всех четырех случаях выполняется тождество:

$$B^2 + C^2 + \frac{E^2 + \alpha^2}{2} = -\frac{E^2 + \alpha^2}{2} + \frac{E^2 + \alpha^2}{2} = 0,$$

следовательно, выражения для λ , β упрощаются еще более

$$\lambda = \frac{3}{2} + A + B + C \pm \sqrt{-M^2 + \frac{9}{4}},$$

$$\beta = \frac{3}{2} + A + B + C \mp \sqrt{-M^2 + \frac{9}{4}}.$$

Учитывая соотношения

$$(+,+) \quad C - B = -i\alpha, \quad (-,-) \quad C - B = +i\alpha,$$

$$(+,-) \quad C - B = -iE, \quad (-,+) \quad C - B = +iE,$$

найдем в четырех случаях выражение для параметров:

$$(+,+) \quad q = 2\alpha [E - i(A+1)],$$

$$(-,-) \quad q = 2\alpha [E + i(A+1)],$$

$$(+,-) \quad q = 2E [\alpha - i(A+1)],$$

$$(-,+) \quad q = 2E [\alpha + i(A+1)];$$

$$(+,+) \quad \lambda = \frac{1}{2} + A + 1 + iE \pm i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}},$$

$$\beta = \frac{1}{2} + A + 1 + iE \mp i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}};$$

$$(-,-) \quad \lambda = \frac{1}{2} + A + 1 - iE \pm i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}},$$

$$\beta = \frac{1}{2} + A + 1 - iE \mp i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}};$$

$$(+,-) \quad \lambda = \frac{1}{2} + A + 1 + i\alpha \pm i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}},$$

$$\beta = \frac{1}{2} + A + 1 + i\alpha \mp i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}};$$

$$(-, +) \quad \lambda = \frac{1}{2} + A + 1 - i\alpha \pm i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}},$$

$$\beta = \frac{1}{2} + A + 1 - i\alpha \mp i\sqrt{M^2 - \frac{9}{4}}.$$

К сожалению, дальше продвинуться с анализом этих решений не удастся, поскольку аппарат функций Гойна развит к настоящему времени недостаточно. На сегодняшний день возможен только численный анализ.

Литература

1. Отчик, В.С. Квантовомеханическая задача Кеплера в пространствах постоянной кривизны / В.С. Отчик, В.М. Редьков. – Минск, 1986. – 49 с. – (Препринт / ИФ АН БССР; № 298).

Г.С. Покаташкин, О.М. Дерюжкова

УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Беларусь

ПЕНТАКВАРК: ЗА И ПРОТИВ

Введение

Предпосылками к поиску пентакварка послужили теоретические исследования, выполненные Д.И. Дьяконовым, М.В. Поляковым и В.Ю. Петровым в 1997 году [1]. На рисунке 1 представлен мультиплет десяти экзотических барионов, включающих в себя

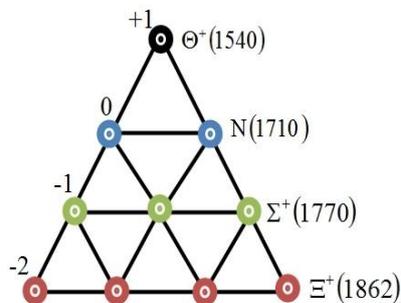


Рисунок 1 – Антидекуплет экзотических барионов

четыре кварка и один антикварк с соответствующей массой и странностью. Согласно этим предсказаниям самый легкий экзотический барион Θ^+ должен состоять из двух u -кварков, двух d -кварков и одного \bar{s} -антикварка. Многочисленные эксперименты по поиску таких объектов привели к неоднозначным результатам [2].

В 2003-2004 годах ряд независимых экспериментальных групп из Японии, России, Америки и Германии опубликовали результаты по наблюдению экзотического кваркового состояния, похожего на предсказанный в [1] Θ^+ -барион. В это же время примерно такое же число других союзов не подтвердили этого результата. В их число попало сотрудничество CLAS, первоначально наблюдавшее сигнал Θ^+ -бариона. Но после увеличения статистики наблюдаемых событий, CLAS сообщило, что не видит пентакварка. В 2008 году группа из Японии заявила о наблюдении $\Theta^+(1540)$ со статистической значимостью в 5,1 стандартных отклонений на ускорителе LEPs.

Сотрудничество СВД, работающего на установке СВД-2 (спектрометр с вершинным детектором) оказалось среди групп, заявивших о наблюдении на ускорителе U-70 в ИФВЭ (г. Протвино) [3] экзотического бариона массой $\sim 1540 \text{ МэВ}/c^2$ в протон-ядерных взаимодействиях $pA \rightarrow \Theta^+ + X$, распадающегося по каналам $\Theta^+ \rightarrow pK_s^0$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В этом эксперименте налетающий протон p с импульсом $70 \text{ ГэВ}/c$ взаимодействовал с ядрами кремния, углерода и свинца ($A = Si, C$ и Pb).

На установке СВД-2 были проведены два эксперимента по поиску экзотического бариона, и оба они дали положительные результаты по Θ^+ -бариона.

1. Постановка эксперимента на установке СВД-2

Эксперимент по поиску экзотического бариона был выполнен на установке СВД (спектрометр с вершинным детектором) [3]. Эта установка была создана для поиска около порогового рождения очарованных частиц при энергии U-70. Её схема представлена на рисунке 2.

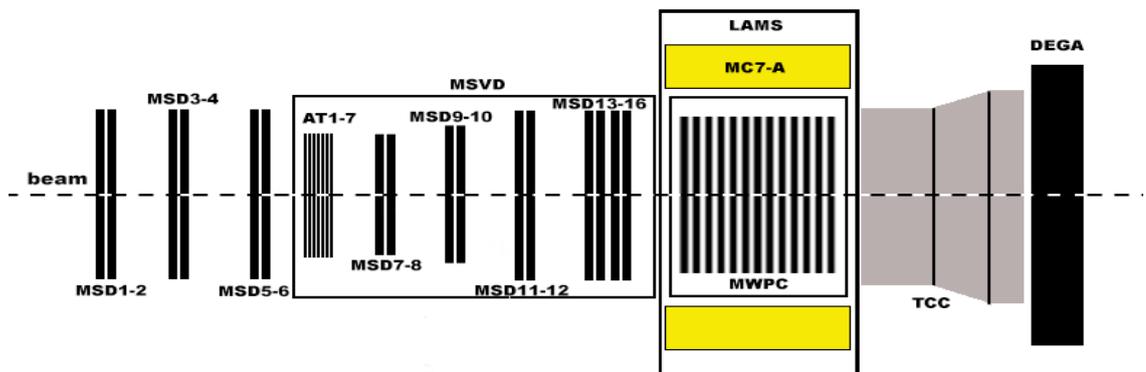


Рисунок 2 – Блочная схема детектирующих систем установки

Установка СВД-2 включает следующие компоненты:

1. Высокоточный микростриповый вершинный детектор (MSVD), состоящий из:

- MSBT (микростриповый пучковый телескоп) – MSD1-6 (три пары микростриповых детекторов из кремния).
- АТ (активную мишень) состоит из 5 пластинок кремния, пластинки из свинцовой фольги и углеродной мишени.
- MSVD (микростриповый вершинный детектор) – MSD7-12 (три пары разного размера) и MSD13-16 (две пары одного размера) кремниевых детекторов.

2. Широко-апертурный магнитный спектрометр (LAMS) имеет следующие основные элементы:

- Электромагнит МС-7А с апертурой 1,8x1,3 кв.м и однородным полем 1,18 Т длиной более 3 м в области.
- Два набора MWPC (многопроволочных пропорциональных камер).

3. Пороговый многосекционный Черенковский счётчик (ТСС) для идентификации частиц.

4. Детектор гамма квантов (DEGA).

2. Реконструкция данных

Цель исследования заключалась в том, что бы найти условия для успешного выделения распада $\Theta^+(1540) \rightarrow pK_s^0$. Основная трудность при этом обусловлена низкой эффективностью работы Черенковского счётчика (это влияет на идентификацию заряженных частиц, и в частности, разделение протонов и пи-мезонов), что приводит к значительному росту комбинаторного фона в спектре эффективных масс $M(pK_s^0)$. Если в канале $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ безболезненно удаётся идентифицировать мезон, то для идентификации протона приходится анализировать каждый трек, чтобы выяснить, является ли наблюдаемый эффект протоном, а не возникает вследствие зашумленности детекторов, кинематического отражения и других фоновых источников. Это снижает, в конечном счёте, вероятность получения результата об истинности пика. Для анализа данных была отобрана выборка событий с K_s^0 -мезонами, ранее использованная в работе [4]. Чтобы понизить фон, создаваемый ложными треками, из-за неопределённости протонного трека, вводились ограничения на кинематику процесса. Основная суть их заключалась в том, что за

направление движения рождающегося пентакварка, а именно образующейся «материнской» частицы Θ^+ -бариона в ЛСК, принимается направление движения пучковой частицы (p). Данные вершинного детектора свидетельствует, что наиболее эффективно Θ^+ -барион восстанавливается в узком диапазоне центральных углов (рисунок 3). В соответствии со сделанным предположением (для пояснения см. рисунок 3) было введено направление пучка $\vec{e}_b = \{e_{bx}, e_{by}, e_{bz}\} = \{0, 0, 1\}$ в лабораторной системе координат (ЛСК). Если данное предположение является верным, то наблюдаемое распределение $N_e(e_{Mx}, e_{My})$ (распределение по компонентам направления материнской частицы) имеет максимум числа вылетающих частиц вблизи нуля, что и подтверждается рисунком 3. В диапазоне центральных углов область ошибки составляет $\sim 4^\circ$ (RMS по x и y).

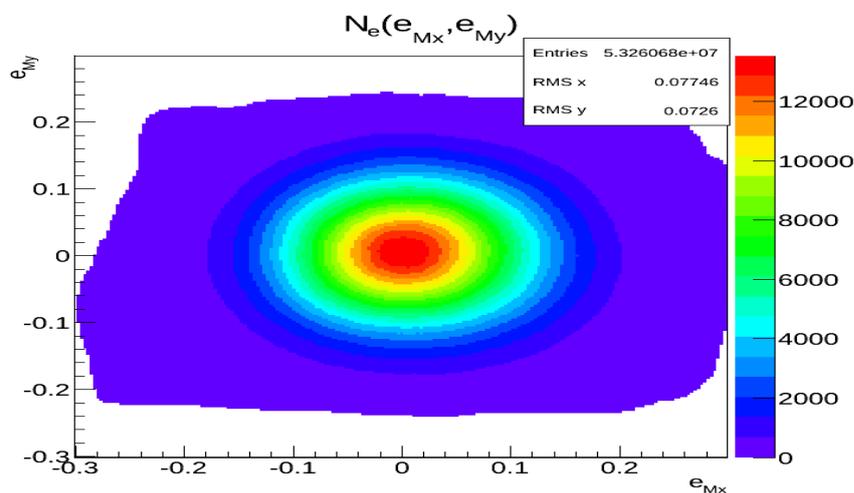


Рисунок 3 – Распределение по направлению «вылета» «материнской» частицы в ЛСК

Это ограничение на направление вылета Q^+ -бариона, представляют собой систему обрезаний (cuts) для ЛКС. Механизм работы такой системы заключается в «отсеивании» событий не подходящих по ряду определённых признаков: импульс, направление «вылета», соотношение импульсов, критерий Арментероса-Подольянского. Данный подход был протестирован на резонансе $\Sigma^+(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ (рисунок 4).

Как видно из рисунка 4, данный метод хорошо работает на примере известных резонансных состояний, позволяет значительно снизить комбинаторный фон, а также выделить резонансы без больших потерь в значимости. Пик от резонансного распада $\Theta^+(1540)$ приведён на рисунке 5.

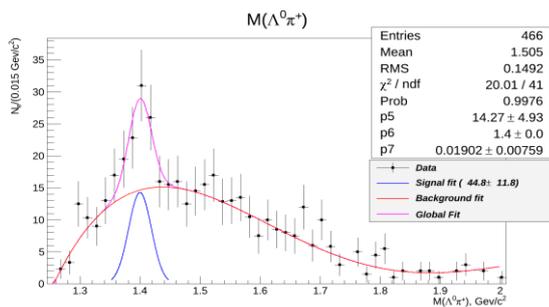


Рисунок 4 – Пик от распада $\Sigma^+(1385)$

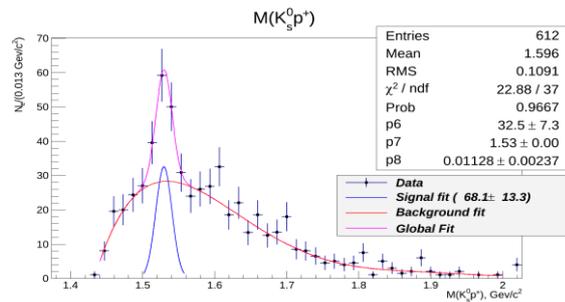


Рисунок 5 – Пик от распада $\Theta^+(1540)$

Заключение

Предложен метод, позволяющий выделить резонансный пик от экзотического бариона $\Theta^+(1540)$. Результат использования данной методики поиска Θ^+ -бариона, представленный на рисунке 5, убедительно свидетельствует о существовании данной частицы. Отношение сигнал/шум составляет 5,1 стандартных отклонений, что также позволяет сделать утвердительный вывод. Для продолжения дальнейшего анализа экспериментальных данных необходимо выполнить моделирование эксперимента с помощью пакета Geant4, использовать метод фильтра Кальмана для поиска треков и вершин взаимодействия, а также разработать методику восстановления треков частиц, не попавших в вершинный детектор.

Литература

1. Никитин, Н.В. Пентакварк, опять пентакварк? / Н.В. Никитин // Астронет [Электронный ресурс]. – 2004. – Режим доступа: <http://www.astronet.ru/db/msg/1197605>. Дата доступа: 25.04.2014.
2. Present status on experimental search for pentaquarks / Peking University, Beijing 100871, China // [Электронный ресурс]. – 2014. – Mode of access: arXiv:1403.4455. – Date of access: 25.02.2014.
3. Observation of narrow baryon resonance decaying into pK in pA interactions at 70-GeV/c with SVD-2 setup / A. Aleev et al. // [Электронный ресурс]. – SVD Collaboration., 2004. – Mode of access: <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.91.012002>. – Date of access: 25.02.2014.
4. Изучение образования нейтральных каонов в pC-, pSi- и pPb-соударениях при 70 ГэВ/с / А.Н. Алеев [и др.]. – Протвино, 2011. – 18 с. – (Препринт / ГИЦ РФ Институт физики высоких энергий – Протвино; ИФВЭ).

А.И. Фикс¹, М.И. Левчук², А.И. Львов³

¹Томский политехнический университет, Россия,
²ГНУ «Институт физики НАН Беларуси», Беларусь,
³Физический институт РАН, Россия

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ПОЛНЫМ СЕЧЕНИЕМ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ НА НЕЙТРОНЕ И ДЕЙТРОНЕ ВО ВТОРОЙ И ТРЕТЬЕЙ РЕЗОНАНСНЫХ ОБЛАСТЯХ

В недавних экспериментах на установке GRAAL (г. Гренобль, Франция) было проведено измерение полного сечения фотопоглощения на протоне и нейтроне, σ_p и σ_d , в области энергии фотона $\omega = 700 - 1500$ МэВ и извлечено полное сечение на нейтроне [1]. Неожиданный результат эксперимента заключался в том, что новые данные указывают на примерное равенство амплитуд фотовозбуждения резонанса $F_{15}(1680)$ на протоне и нейтроне. Во многих предыдущих работах такая амплитуда на нейтроне считалась заметно меньшей. Так, PDG [2] цитирует следующие брэнчинги распада резонанса $F_{15}(1680)$ в канал γN

$$\begin{aligned} Br(F_{15}(1680) \rightarrow \gamma p) &= 0,21 - 0,32\%, \\ Br(F_{15}(1680) \rightarrow \gamma n) &= 0,021 - 0,46\%. \end{aligned} \quad (1)$$

Цель данной работы состоит в том, чтобы уточнить процедуру, ранее использовавшуюся для нахождения сечений на нейтроне из данных на дейтроне. Такая процедура была подробно описана группой из Дарсбери (Daresbury), которая выполнила детальные измерения σ_p [3] и σ_d [4] в диапазоне энергий 265-4215 МэВ. В области нуклонных резонансов авторы предполагали, что имеет место соотношение

$$\sigma_d(\omega) = F(\omega)[\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)], \quad (2)$$

где фактор $F(\omega)$ был введен для учета эффекта размазки из-за фермиевского движения нуклонов в дейтроне. Этот фактор находился численным интегрированием (размажкой) протонного сечения, исходя из известного импульсного распределения нуклонов в дейтроне, и он одинаково применялся как к протону, так и к нейтрону. Наконец,

нейтронные сечения находились точка за точкой, с шагом 25 МэВ, из соответствующих дейтронных сечений при тех же энергиях, используя уравнение (2).

Очевидные недостатки соотношения (2) состоят в следующем. Во-первых, эффекты размазки предполагаются равными для протона и нейтрона, что может быть неверно в случае разной энергетической зависимости сечений σ_p и σ_n . Во-вторых, эффекты размазки предполагаются равными для протона и нейтрона, что может быть неверно в случае разной энергетической зависимости сечений σ_p и σ_n . Во-вторых, индивидуальные нуклонные сечения σ_N не связаны алгебраическим соотношением с дейтронным сечением σ_d при той же энергии, так что основания для применения поточечной процедуры извлечения σ_n нет. Вместо этого можно найти только среднее от σ_N по конечному энергетическому интервалу, а значит, здесь должна применяться обоснованная процедура снятия размазки. В-третьих, в уравнении (2) не учитывались неаддитивные по нуклонам поправки, связанные, в основном, с взаимодействиями рождающихся частиц в конечном состоянии.

В настоящей работе мы улучшаем процедуру, развитую группой Дарсбери, во всех трех указанных аспектах. Вместо уравнения (2) мы используем более аккуратное соотношение

$$\sigma_d(\omega) = \hat{F}(\omega)[\sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)] + \Delta\sigma_{pn}, \quad (3)$$

Здесь $\hat{F}(\omega)$ – линейный интегральный оператор, который размазывает индивидуальные нуклонные сечения в соответствии с ферми-движением нуклонов в дейтроне, а $\Delta\sigma_{pn}$ – неаддитивная поправка, обсуждаемая ниже. Первые два члена в (3) возникают из-за диаграмм плосковолнового импульсного приближения (подобным тем, что показаны на рисунке 1), когда опущены интерференционные эффекты.

В нерелятивистском по импульсам нуклонов приближении оператор $\hat{F}(\omega)$ имеет вид [5]

$$\hat{F}(\omega)[\sigma_N(\omega)] = \int W(p_z) \frac{\omega_{eff}}{\omega} \sigma_N(\omega_{eff}) dp_z, \quad \int W(p_z) dp_z = 1. \quad (4)$$

Здесь $\omega_{eff} = \omega(1 - p_z / M)$ – эффективная энергия фотона, которую «видит» нуклон массы M , движущийся в дейтроне с импульсом p_z , а $W(p_z)$ – импульсное распределение нуклонов в дейтроне (это распределение показано на рисунке 2). Фактор ω_{eff} / ω в (4) учитывает изменение в потоке фотонов, который «видит» движущийся нуклон.

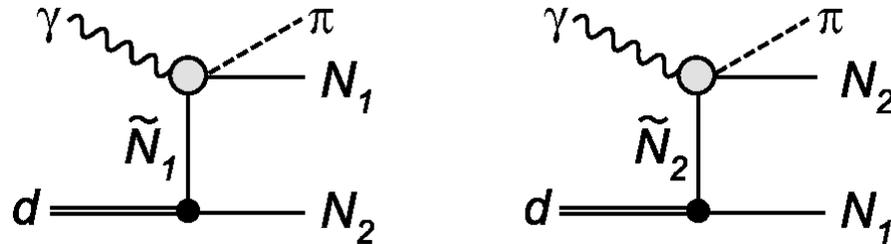


Рисунок 1 – Диаграммы импульсного приближения для реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$

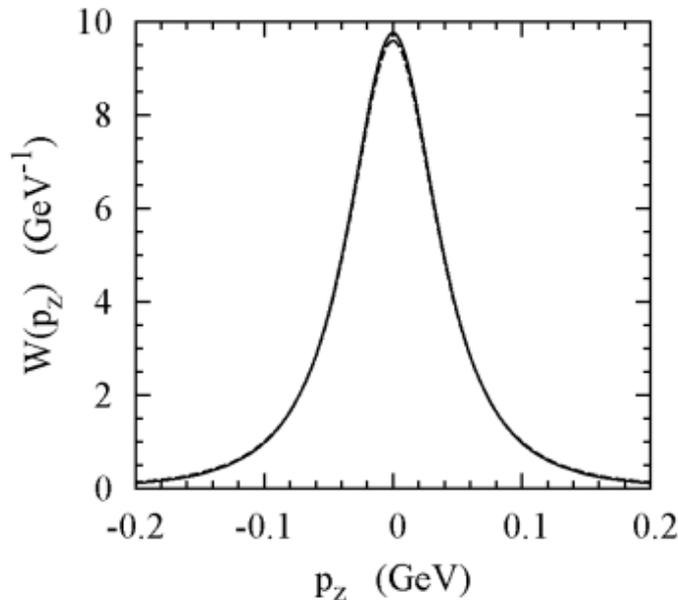


Рисунок 2 – Распределение продольного импульса нуклонов в дейтроне

Отметим, что ширина импульсного распределения $W(p_z)$ составляет $\Delta p_z = \sqrt{\langle p_z^2 \rangle} = 54$ МэВ, что ведет к ширине распределения эффективной энергии $\Delta \omega_{eff} = (\Delta p_z / M) \omega = 0,057 \omega$. Поэтому при энергии $\omega \ll 1$ ГэВ лишь среднее от нуклонного сечения по области ± 60 МэВ может быть извлечено из дейтронных данных. Определение же сечения $\sigma_n(\omega)$ с шагом 25 МэВ, сделанное в [4], не может быть оправдано.

Хорошо известно, что снятие размазки, т.е. решение интегрального уравнения (3) типа Фредгольма для неизвестной функции $\sigma(\omega) = \sigma_p(\omega) + \sigma_n(\omega)$ не может быть сделано без дальнейших предположений о свойствах решения $\sigma(\omega)$. В частности, невозможно восстановить допустимые быстрые флуктуации сечения $\sigma(\omega)$ на масштабах $\leq \Delta\omega_{eff}$. Мы предполагаем, что в рассматриваемом диапазоне энергий таких быстрых флуктуаций нет, так что сечение $\sigma(\omega)$ описывается суммой нескольких брейт-вигнеровских резонансов, имеющих разные для протона и нейтрона амплитуды, плюс гладкий фон. С такими предположениями решение интегрального уравнения (3) проводилось численным методом.

Слагаемое $\Delta\sigma_{pn}$ в уравнении (3) учитывает различные эффекты, нарушающие аддитивность вкладов протона и нейтрона. Результат вычислений $\Delta\sigma_{pn}$ приведен на рисунке 3. Эта поправка происходит, в основном, от фоторождения двух π -мезонов как в когерентном, так и в некогерентном каналах. Можно видеть, что результирующая кривая довольно гладкая, не имеющая резких пиков. Величина поправки составляет 9-13 мкбн.

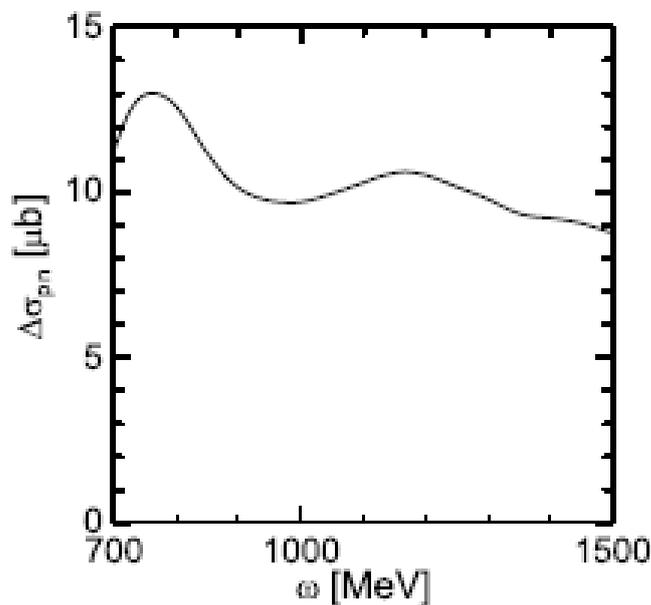


Рисунок – 3 Полный вклад в поправку $\Delta\sigma_{pn}$ в области энергий от 700 до 1500 МэВ

Описанная выше процедура приводит к результатам, показанным на рисунке 4. Можно видеть, что нейтронные сечения имеют разное поведение вблизи резонанса $F_{15}(1680)$ Причина этого состоит в том,

что сечения фотопоглощения на дейтроне, полученные в работах [1] и [4], заметно различаются.

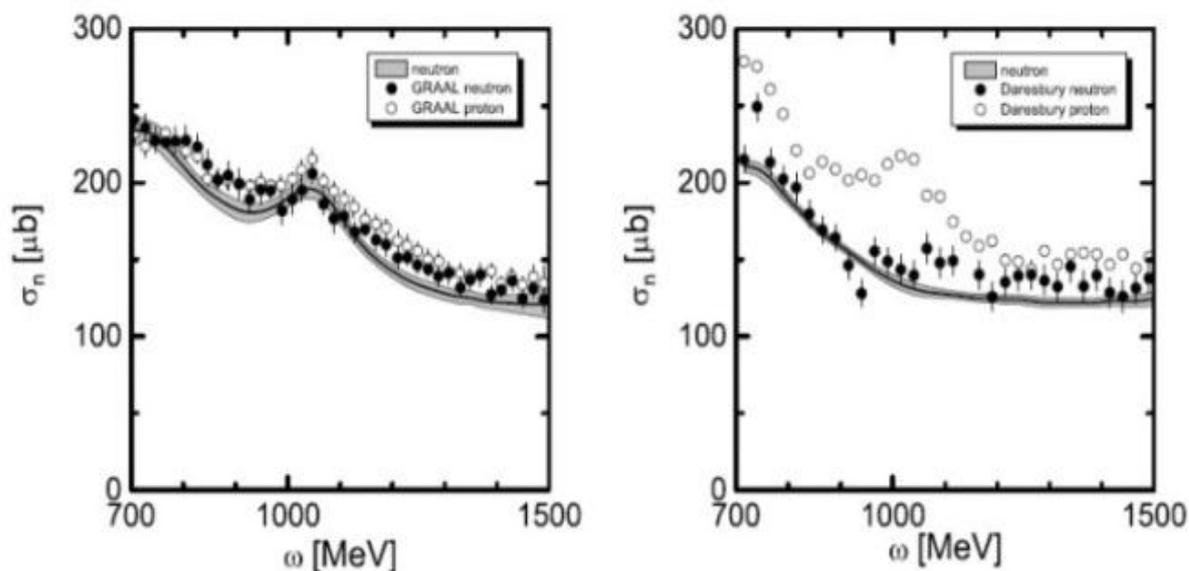


Рисунок – 4 Сечение фотопоглощения на нейтроне

Данные GRAAL и Дарсбери показаны на левом и правом рисунках, соответственно. Заполненные области отвечают нашим результатам и включают ошибки измерений. Для сравнения приведены также экспериментальные протонные сечения.

Литература

1. Simultaneous photo-production measurement of π and η mesons on nucleons at 700-1500 MeV / A. Turinge [et al.] // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2012. – Vol. 67. – № 4. – P. 406–411.
2. Review of particle properties / J. Beringer [et al.] // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D86. – № 1. – P. 01001.
3. Total hadronic cross section of γ rays in hydrogen in the energy range 0,265-4,215 GeV / T.A. Armstrong [et al.] // Phys. Rev. – 1972. – Vol. D5. – № 7. – P. 1640–1652.
4. The total photon deuteron hadronic cross section in the energy range 0,265-4,215 GeV / T.A. Armstrong [et al.] // Nucl. Phys. – 1972. – Vol. B42. – № 5. – P. 445–473.
5. West, G.B. The Döppler effect in the extraction of total neutron cross sections from deuterium data with particular emphasis on asymptotic hadron and deep inelastic electron scattering / G.B. West // Annals of Physics. – 1972. – Vol. 74. – № 3. – P. 464–502.

Н.А Хило, А. П. Ропот, В.Н. Белый, П.И. Ропот, Н.С. Казак

Лаборатория оптической диагностики,
ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси»,
Беларусь

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ СТРУКТУРУ ПУЧКА ЭЙРИ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ ПРИ ЭКРАНИРОВАНИИ ЕГО БОКОВЫХ МАКСИМУМОВ

Световые пучки Эйри (ЭП) привлекают значительное внимание исследователей [1-7] в связи с их необычными свойствами: самореконструкцией профиля и распространением энергии вдоль криволинейных траекторий. Уникальные свойства ЭП перспективны для ряда применений, таких как управление движением и манипуляция микрочастицами [2, 3], сортировка и очистка ансамблей микрочастиц [4, 5], нелинейно-частотные преобразования [6] и др.

Наиболее известны так называемые экспоненциальные ЭП [1, 2], которые представляют собой модель, наиболее более близкую к экспериментально реализуемой. Далее эффект самореконструкции будет исследован для таких пучков. Поле в исходной плоскости имеет вид

$$a(s,0) = Ai(s) \exp(\alpha s), \quad (1)$$

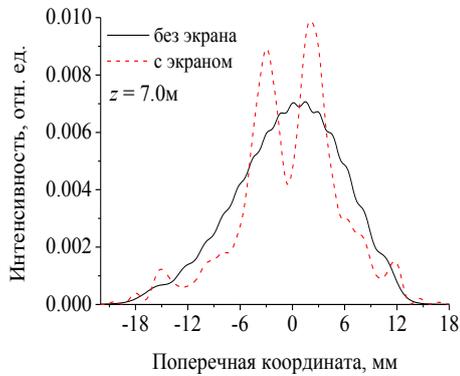
где $Ai(s)$ – функция Эйри, $s = x/x_0$ – безразмерная поперечная координата, α , x_0 – вещественные параметры. При распространении поля (1) в свободном пространстве его амплитуда изменяется в соответствии с выражением.

$$a(s,\xi) = Ai\left(s - \frac{\xi^2}{4} + i\alpha\xi\right) \exp\left(\alpha s - \frac{\alpha\xi^2}{2} + i s \xi/2 + i\alpha^2 \xi/2 - i\xi^3/12\right). \quad (2)$$

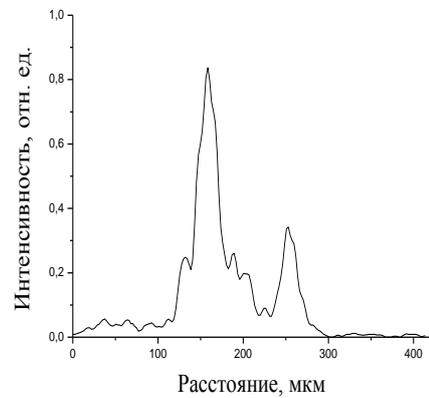
Распределение интенсивности (2) будет далее использоваться для сравнения с результатами численного моделирования пространственной эволюции экранированного ЭП. Как отмечено выше, будут исследованы особенности реконструкции ЭП на больших расстояниях, больших дифракционной длины. Для расчета поля использовался дифракционный интеграл вида

$$a(x,z) = \sqrt{\frac{-i}{\lambda z}} \int Ai\left(\frac{x_1}{x_0}\right) \exp\left(\frac{\alpha x_1}{x_0}\right) \exp\left(\frac{ik_0(x-x_1)^2}{2z}\right) dx_1, \quad (3)$$

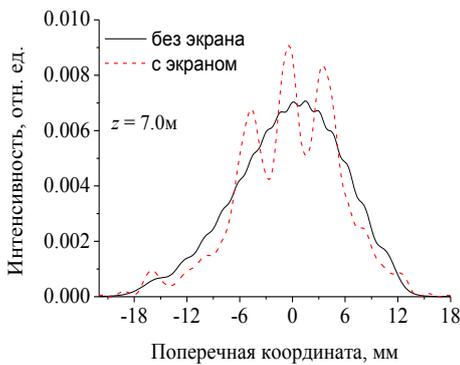
с исходным полем (1), частично перекрытым экраном. При расчетах использовались следующие значения параметров: $x_0 = 1,75 \cdot 10^{-4}$ м, $\alpha = 0,1$, $\lambda = 633$ нм. Дифракционный интеграл рассчитывался в достаточно широком диапазоне $x_1 = (-5 \text{ мм} \div 1 \text{ мм})$, чтобы краевая дифракция была незначительной.



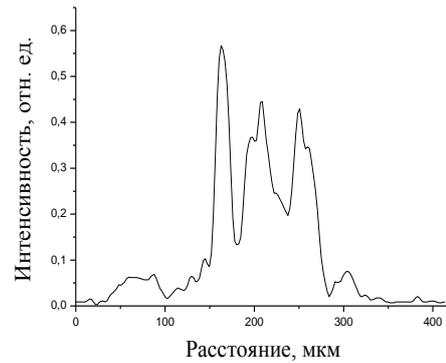
а



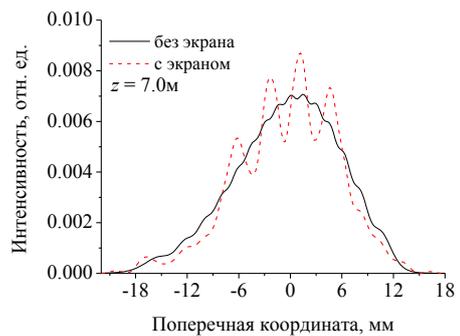
б



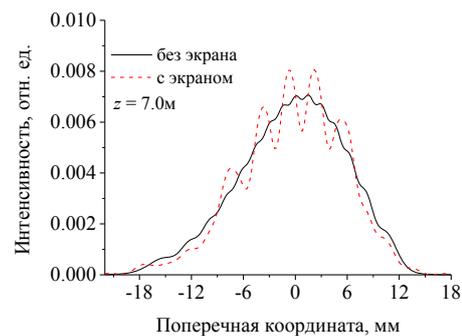
в



г



д



е

Рисунок 1 – Дифракционное расплывание ЭП за непрозрачным экраном на расстоянии $z = 7$ м.

Теоретические расчёты, при которых экран перекрывает второй (а), третий (в); четвертый (д) и пятый (е) боковые максимумы.

Экспериментальные результаты для случаев, когда экран перекрывает второй (б) и третий (г) боковые максимумы.

Сплошные линии – поле без препятствия, штриховые – с препятствием

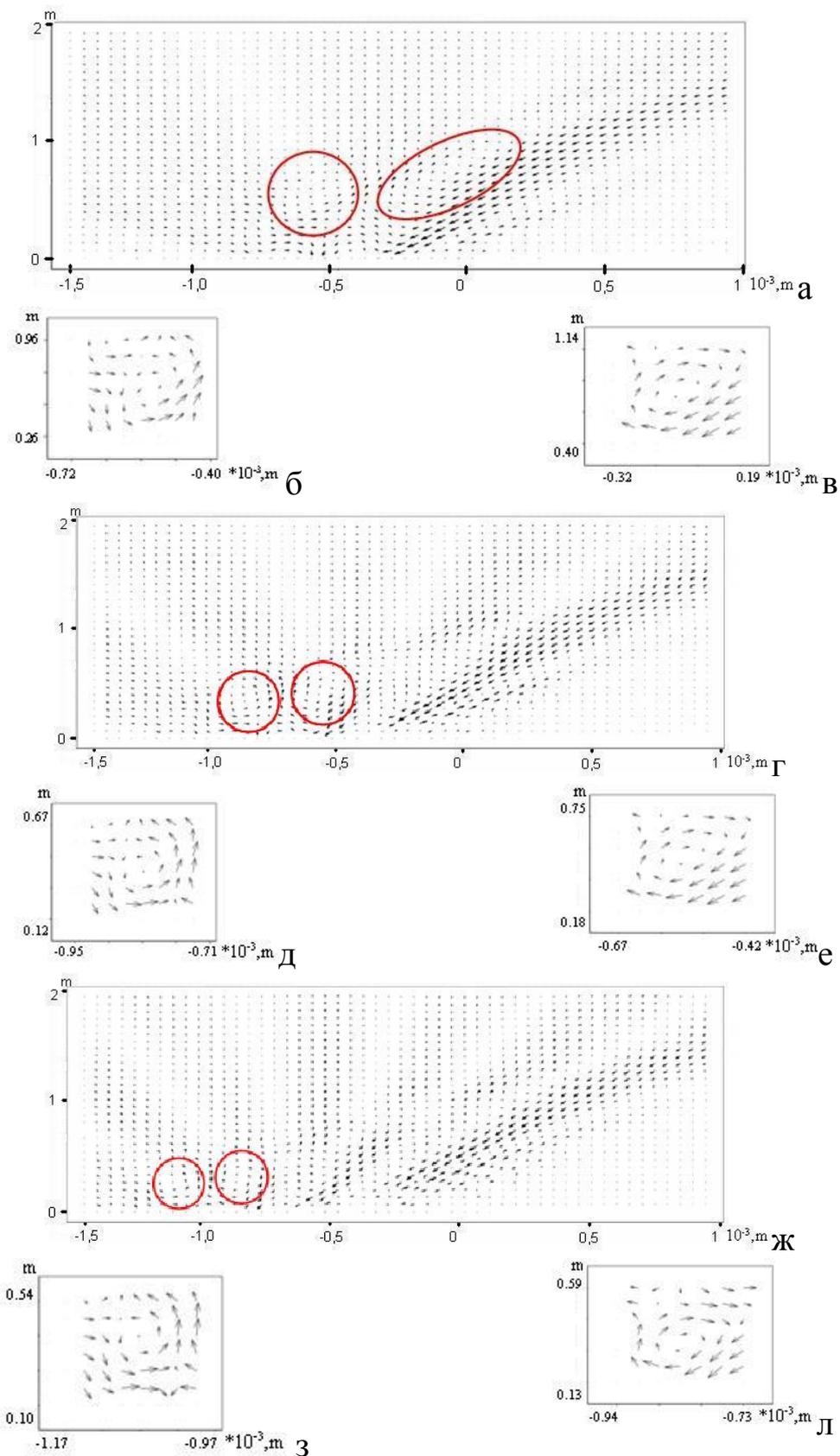


Рисунок 2 – Динамика потока энергии ЭП при экранировании первого бокового максимума (а-в), второго бокового максимума (г-е) и третьего бокового максимума (ж-л)

Из численного расчета обнаружена закономерность формирования ЭП в дальней зоне при наличии препятствия. Она состоит в том, что экранирование m -го бокового максимума приводит к формированию в дальней зоне поля с такой же огибающей, как у невозмущенного пучка, но имеющего m дополнительных максимумов. На рисунке 1 указанная закономерность продемонстрирована для второго, третьего, четвертого и пятого боковых максимумов. При этом глубина модуляции указанного поля уменьшается с увеличением номера исходно перекрытого бокового максимума. На рисунке 1 (б, г) также показаны результаты эксперимента.

Динамика распространения энергии в пучке Эйри при экранировании боковых максимумов показана на рисунке 2.

Анализ рисунка 2 показывает, что во всех трёх случаях имеет место значительное перетекание энергии от основного к боковым максимумам. На месте закрытого бокового максимума образуется сток энергии, по обе стороны которого образуются турбулентности. Отметим также небольшие отклонения от нулевого максимума. Справа от нулевого максимума наблюдается поток энергии. Притом этот поток стремится к главному максимуму при экранировании более далёких дополнительных максимумов.

В целом, структура поля в дальней зоне для экранированных пучков Эйри зависит от соотношения между характерной длиной реконструкции пучков и расстоянием до ближней границы дальней зоны. Если граница дальней зоны превышает длину реконструкции, то эволюция пространственной структуры поля проходит этап частичного восстановления исходного пучка, после чего формируется дальняя зона, которая существенно отличается от таковой для невозмущённых пучков. Особенностью поля является формирование многопиковой пространственной структуры. При этом число пиков равно номеру перекрытого бокового максимума исходного ЭП.

Литература

1. Siviloglou, G.A. Accelerating finite energy Airy beams / G.A.Siviloglou, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – №8. – P. 979–981.
2. Observation of accelerating Airy beams / G.A. Siviloglou [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – P. 213901.
3. Optical trapping with focused Airy beams/ Z. Zheng [et al.] // Appl. Opt. – 2011. – Vol. 50 – P. 43–49.

4. Baumgart, J. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets / J. Baumgart, M. Mazilu, K. Dholakia, // Nat. Photon. – 2008. – Vol. 2. – P. 675–678.

5. Optical redistribution of microparticles and cells between microcells / J. Baumgart [et al.] // Lab Chip – 2009. – Vol. 9. – P. 1334–1336.

6. Nonlinear generation and manipulation of Airy beams / T. Ellenbogen [et al.] // Nat. Photon – 2009. – Vol. 3. – P. 395–398.

А.А. Шамына, В.Н. Капшай

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

ЗАДАЧА О НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА СЛОИСТУЮ БИИЗОТРОПНУЮ СРЕДУ В МЕТОДЕ МНОГОКРАТНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Введение

В электродинамике большой интерес вызывают композитные и встречающиеся в природе материалы, в которых проявляется магнитоэлектрический эффект. Среды, обладающие свойством невзаимности и киральности одновременно, называют биизотропными. Такие среды характеризуются материальными уравнениями [1]:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + (\chi + i\alpha) \vec{H}; \quad \vec{B} = (\chi - i\alpha) \vec{E} + \mu \vec{H}. \quad (2)$$

Ранее были решены задачи о прохождении через границу раздела биизотропных сред [2-3], биизотропный слой [4], систему биизотропных слоёв [5]. Решим задачу о наклонном падении электромагнитной волны на планарную биизотропную структуру.

1. Постановка задачи

Введём правую декартову систему координат. Пусть ось Oz направлена вверх, ось Oy направлена вправо. Пусть толщина слоя среды с номером p имеет значение d_p ($2 \leq p \leq N-1$,

где N – количество сред). Следовательно, область $z \leq 0$ заполнена биизотропной средой 1 с параметрами $\varepsilon_1, \mu_1, \alpha_1, \chi_1$, область $\sum_{i=2}^{p-1} d_i < z \leq \sum_{i=2}^p d_i$, где $2 \leq p \leq N-1$, заполнена биизотропной средой p с параметрами $\varepsilon_p, \mu_p, \alpha_p, \chi_p$, область $\sum_{i=2}^{N-1} d_i < z$ заполнена средой N с параметрами $\varepsilon_N, \mu_N, \alpha_N, \chi_N$. Введём также вектор $\vec{d}_p = \sum_{i=2}^{p-1} d_i \cdot (0; 0; 1)$.

Пусть уравнения, описывающие четыре волны в p -й среде ($1 \leq p \leq N$), выглядят следующим образом:

$$\vec{E}_v^{\uparrow p} = (\vec{m} + i\nu \vec{l}_v^{\uparrow p}) E_v^{\uparrow p} e^{i(\vec{k}_v^{\uparrow p}(\vec{r}-\vec{d}_p) - \omega t)}; \quad \vec{H}_v^{\uparrow p} = -b_v^p \vec{E}_v^{\uparrow p}; \quad (3)$$

$$\vec{E}_v^{\downarrow p} = (\vec{m} + i\nu \vec{l}_v^{\downarrow p}) E_v^{\downarrow p} e^{i(\vec{k}_v^{\downarrow p}(\vec{r}-\vec{d}_p) - \omega t)}; \quad \vec{H}_v^{\downarrow p} = -b_v^p \vec{E}_v^{\downarrow p}. \quad (4)$$

Здесь верхний индекс \uparrow / \downarrow характеризует направление распространения волны – в сторону увеличения/уменьшения координаты по оси Oz ; ν отвечает за поляризацию волны ($\nu = +1$ – правая поляризация, $\nu = -1$ – левая поляризация); единичные векторы

$$\vec{m} = (1; 0; 0); \vec{l}_v^{\uparrow p} = (0; \cos \theta_v^p; -\sin \theta_v^p); \vec{l}_v^{\downarrow p} = (0; -\cos \theta_v^p; -\sin \theta_v^p) \quad (5)$$

направлены перпендикулярно направлению распространения волны, где θ_v^p – угол между осью Oz и линией распространения волны, определяемый по законам преломления и отражения; использованные в уравнениях (3)-(4) векторы

$$\vec{k}_v^{\uparrow p} = \frac{2\pi}{\lambda} n_v^p \cdot (0; \sin \theta_v^p; \cos \theta_v^p); \vec{k}_v^{\downarrow p} = \frac{2\pi}{\lambda} n_v^p \cdot (0; \sin \theta_v^p; -\cos \theta_v^p) \quad (6)$$

это волновые векторы волн и вектор смещения начала координат для волны в p -й среде; коэффициенты

$$b_v^p = (\chi_p + i\nu \sqrt{\varepsilon_p \mu_p - \chi_p^2}) / \mu_p; \quad n_v^p = \sqrt{\varepsilon_p \mu_p - \chi_p^2} + \nu \alpha_p \quad (7)$$

это соответственно коэффициент пропорциональности между напряжённостями электрического и магнитного полей и коэффициент преломления в среде с номером p для волны с поляризацией ν .

Схема задачи представлена на рисунке 1. Здесь сплошными стрелками обозначены право поляризованные волны, а пунктирными

– лево поляризованные волны. В задаче требуется найти методом многократных отражений коэффициенты прохождения и отражения для данной системы биизотропных слоёв.

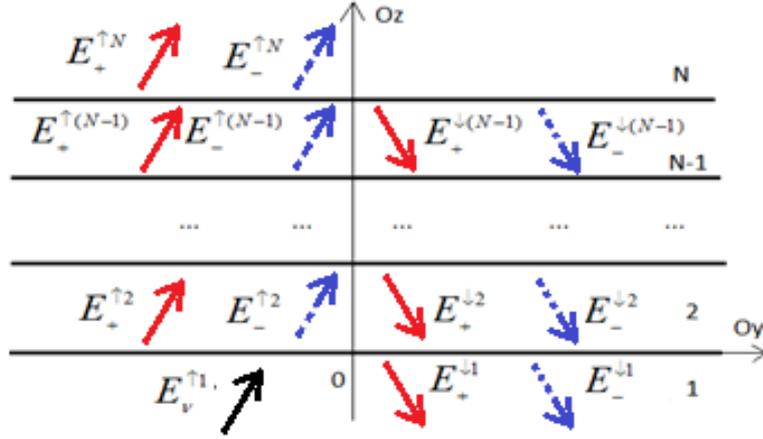


Рисунок 1 – Схема распространения электромагнитной волны при наклонном падении на слоистую биизотропную среду

2. Теоретический результат

Матричные уравнения для распространяющейся из первой среды в $(p+1)$ -ю электромагнитной волны будут иметь следующий вид:

$$\mathbf{M}_p \cdot \mathbf{E}^{\downarrow p} = {}_p \mathbf{E}_v^{\uparrow 1}, \quad (8)$$

где

$$\mathbf{M}_p = \begin{bmatrix} (1 - \zeta_{++}^p R_{++}^{p1} \eta_+^p \rho_{++}^{p(p+1)} \eta_+^p - \zeta_{-+}^p R_{-+}^{p1} \eta_-^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_+^p) & -(\zeta_{++}^p R_{-+}^{p1} \eta_+^p \rho_{++}^{p(p+1)} \eta_+^p + \zeta_{-+}^p R_{-+}^{p1} \eta_-^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_+^p) \\ -(\zeta_{-+}^p R_{-+}^{p1} \eta_-^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_-^p + \zeta_{++}^p R_{-+}^{p1} \eta_+^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_-^p) & (1 - \zeta_{--}^p R_{--}^{p1} \eta_-^p \rho_{--}^{p(p+1)} \eta_-^p - \zeta_{+-}^p R_{-+}^{p1} \eta_+^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_-^p) \end{bmatrix}; \quad (9)$$

$$\mathbf{E}^{\downarrow p} = \begin{bmatrix} E_+^{\downarrow p} \\ E_-^{\downarrow p} \end{bmatrix}; \quad {}_p \mathbf{E}_v^{\uparrow 1} = \begin{bmatrix} \zeta_{++}^p T_{v+}^{1p} \eta_+^p \rho_{++}^{p(p+1)} \eta_+^p + \zeta_{-+}^p T_{v-}^{1p} \eta_-^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_+^p \\ \zeta_{-+}^p T_{v-}^{1p} \eta_-^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_-^p + \zeta_{++}^p T_{v+}^{1p} \eta_+^p \rho_{-+}^{p(p+1)} \eta_-^p \end{bmatrix} E_v^{\uparrow 1}; \quad (10)$$

$$E_\sigma^{\uparrow p} = E_v^{\uparrow 1} T_{v\sigma}^{1p} + E_+^{\downarrow p} R_{+\sigma}^{p1} + E_-^{\downarrow p} R_{-\sigma}^{p1}; \quad (11)$$

$$E_\sigma^{\downarrow 1} = E_v^{\uparrow 1} R_{v\sigma}^{1p} + E_+^{\downarrow p} T_{+\sigma}^{p1} + E_-^{\downarrow p} T_{-\sigma}^{p1}; \quad (12)$$

$$E_\sigma^{\uparrow(p+1)} = E_+^{\uparrow p} \kappa_+^p \tau_{+\sigma}^{p(p+1)} + E_-^{\uparrow p} \kappa_-^p \tau_{-\sigma}^{p(p+1)}; \quad (13)$$

$$T_{v\sigma}^{1(p+1)} = \frac{E_\sigma^{\uparrow(p+1)}}{E_v^{\uparrow 1}}; \quad R_{v\sigma}^{1(p+1)} = \frac{E_\sigma^{\downarrow 1}}{E_v^{\uparrow 1}}. \quad (14)$$

Далее, рассматривая падение электромагнитной волны из $(p+1)$ -й среды в первую, находим коэффициенты $T_{v\sigma}^{(p+1)1}$ и $R_{v\sigma}^{(p+1)1}$.

Находя последовательно $T_{v\sigma}^{1p}$, $T_{v\sigma}^{p1}$, $R_{v\sigma}^{1p}$, $R_{v\sigma}^{p1}$ для каждого $3 \leq p \leq N-1$, можно прийти к вычислению коэффициентов $T_{v\sigma}^{1N}$, $R_{v\sigma}^{1N}$, $T_{v\sigma}^{N1}$, $R_{v\sigma}^{N1}$.

С помощью формулы для модуля вектора Умова-Пойнтинга можно получить коэффициенты прохождения и отражения по энергии:

$$T_{v\sigma}^{1N} = \frac{|\vec{S}_\sigma^{\uparrow N}|}{|\vec{S}_v^{\uparrow 1}|} = |T_{v\sigma}^{1N}|^2 \frac{|\operatorname{Im}(b_\sigma^N) \cos \theta_\sigma^N|}{|\operatorname{Im}(b_v^1) \cos \theta_v^1|}; R_{v\sigma}^{1N} = \frac{|\vec{S}_\sigma^{\downarrow 1}|}{|\vec{S}_v^{\uparrow 1}|} = |R_{v\sigma}^{1N}|^2 \frac{|\operatorname{Im}(b_\sigma^1) \cos \theta_\sigma^1|}{|\operatorname{Im}(b_v^1) \cos \theta_v^1|}. \quad (15)$$

3. Численный анализ

Пусть слои биизотропной среды 2 толщиной d_2 находятся в биизотропной среде 1 на расстоянии d_1 друг от друга. Построим графики зависимости энергетических коэффициентов прохождения от угла падения для двух слоёв среды 2 (рисунок 2).

Можно заметить, что при приближении угла падения к $\pi/2$ коэффициент прохождения приближается к 0, что характерно для падения на границу раздела по касательной.

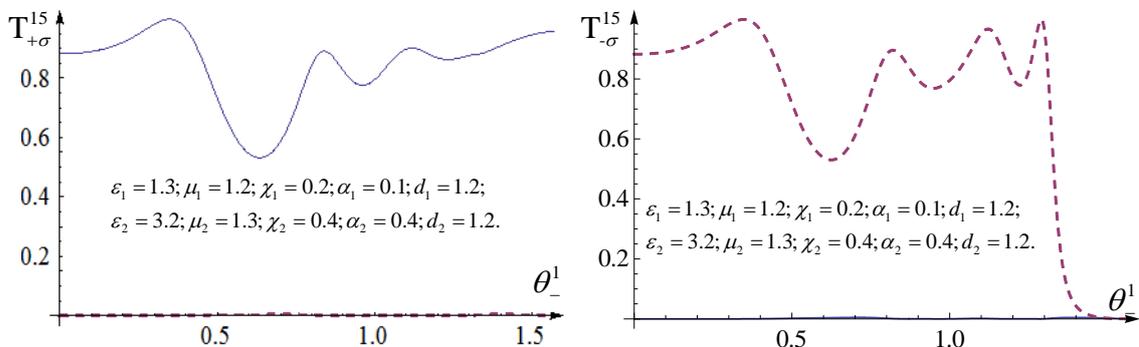


Рисунок 2 – Графики для коэффициентов прохождения по энергии: сплошная линия – $\sigma = +1$, пунктирная – $\sigma = -1$

Заключение

Полученные в ходе решения формулы можно использовать для нахождения как комплексных, так и энергетических коэффициентов отражения и прохождения от слоистой структуры любых размеров. Преимущество данного метода решения в том, что он не требует знания параметров среды, достаточно знать лишь коэффициенты прохождения, отражения и фазы на границах раздела отдельных сред.

Достоинствами метода многократных отражений также можно считать работу с малыми числами, что позволяет сделать численные

расчёты более стабильными, а также то, что данный метод хорошо применим для расчёта периодических структур.

Литература

1. Sihvola, A. Comments on boundary problems and the validity of the Post constraint in the modern electromagnetism / A. Sihvola, Y.N.Obukhov, F.W. Nehl // *Optik*. – 2009. – Vol. 120. – P. 418–421.

2. Капшай, В.Н. Отражение и преломление плоских электромагнитных волн на границе раздела с биизотропной средой / В.Н. Капшай, В.В. Кондратюк // *Известия ГГУ им. Ф. Скорины*. – 2009. – № 4 (55). – Ч. 2. – С. 113–122.

3. Капшай, В.Н. Отражение и преломление плоской электромагнитной волны на границе раздела биизотропных сред / В.Н. Капшай, В.В. Кондратюк // *Известия ГГУ им. Ф. Скорины*. – 2009. – № 5 (56). – С. 129–133.

4. Капшай, В.Н. Прохождение плоских электромагнитных волн через биизотропный слой в биизотропной среде / В.Н. Капшай, А.А.Шамына, А.Н. Годлевская // *Известия ГГУ им. Ф. Скорины*. – 2011. – № 6 (69). – С. 80–87.

5. Капшай, В.Н. Прохождение плоских электромагнитных волн через многослойную биизотропную структуру / В.Н. Капшай, А.А.Шамына // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2012. – №4 (13). – С. 10–14.

3. Новые материалы и технологии

(физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые и плазменные технологии, формирование структуры и свойства покрытий)

Председатели: Тарасенко Николай Владимирович, д. ф.-м. н.
Емельянов Виктор Андреевич, д. т. н.

Н.А. Алешкевич, Д.Л. Горбачев, Т.Н. Федосенко

**УО «Гомельский государственный университет
имени Ф. Скорины», Беларусь**

О ФОРМИРОВАНИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ИСПАРЕНИЯ

Широкий круг задач во многих областях науки и техники решается в настоящее время с помощью оптических покрытий, выполняющих функции интерференционных фильтров. Функциональные и технические возможности оптических покрытий, используемых в оптическом приборостроении, постоянно совершенствуются и возрастают требования к их спектральным характеристикам [1]. Кроме того, оптические покрытия, выполняющие роль интерференционных фильтров, широко востребованы в медицинской технике. К примеру, в стоматологических установках должны использоваться светильники с определенными ограничениями по ультрафиолетовому излучению. Как показывает практика, весьма актуальной является задача нанесения покрытия на защитный экран светильника из оргстекла, для снижения воздействия УФ-излучения с целью соблюдения требований санитарных норм и правил.

В настоящее время достигнуты значительные успехи в разработке методов получения многослойных интерференционных покрытий по тонкопленочной технологии. Наряду с традиционными методами термического резистивного испарения в вакууме, широкое распространение получил метод электроннолучевого испарения, позволяющий получать пленки и покрытия на основе тугоплавких оксидов металлов и полупроводников. Процесс формирования

интерференционного покрытия принято условно разделять на два этапа. На первом этапе определяется конструкция покрытия (число и очередность слоев, их толщина и оптические постоянные), обеспечивающая необходимую оптическую характеристику покрытия. Второй этап заключается в технологической реализации т.е. нанесения покрытия [2].

В зависимости от конструкции интерференционного фильтра и спектрального диапазона выбирается материал покрытия, который должен быть прозрачен в определенной области спектра, оптически однороден, иметь оптимальный показатель преломления, обладать высокими адгезионными и механическими свойствами. Указанным требованиям удовлетворяют диэлектрические и полупроводниковые материалы. Среди диэлектриков чаще всего применимы оксиды. Они обладают высокой механической прочностью и химической стабильностью.

Получение однослойных покрытий осуществлялось на установке вакуумного напыления ВУ-1А, оснащенной комплексом фотометрического контроля толщины СФКТ-751В. В качестве мишени использовались оксиды SiO_2 , Al_2O_3 и ZrO_2 , а в качестве подложки оргстекло и оптическое стекло марки К8. Параметры напыления покрытий приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Параметры напыления покрытий

Состав покрытия	Длина волны λ , нм	Ускоряющее напряжение, кВ	Ток накала, мА	Ток эмиссии, мА
SiO_2	570	6	180	80
Al_2O_3	570	6	220	95
ZrO_2	570	6	210	90

Были исследованы спектры пропускания однослойных покрытий SiO_2 , ZrO_2 и Al_2O_3 в ультрафиолетовой и видимой областях спектра с помощью УФ-ВИД спектрофотометра Cary 50, измерены показатели преломления на спектральном эллипсометре ESM-512, изучена топографии поверхности и морфологические особенности на атомно-силовом микроскопе «Solver P47 PRO».

Установлено, что пленки SiO_2 обладают высоким пропусканием (70-90 %) в области от 250 до 800 нм, показатель преломления $n = 1,46$ на длине волны $\lambda = 550$ нм. Пленки Al_2O_3 и ZrO_2 также

достаточно прозрачны в видимой и ультрафиолетовой области спектра, а их показатели преломления составляют порядка 1,6 и 2,05 соответственно. Поверхность покрытия SiO_2 имеет волнистую сглаженную структуру без явного наличия зёрен на поверхности.

Методом атомно-силовой микроскопии установлено, что покрытие SiO_2 имеет редкие крупные зёрна размером около 130 нм и плотностью около 0,6 шт/мкм². При крупном увеличении заметна структура из плотно-объединённых наночастиц со средним размером у основания около 40 нм. Покрытие Al_2O_3 также имеет не однородную топографию поверхности и представляет собой разрозненные частицы различных размеров от 30 до 500 нм. Большие частицы явно видимые на изображении поверхности имеют средние размеры около 100 нм и плотность около 1,5 шт/мкм². При анализе покрытия с большим увеличением, видно, что оно состоит из частиц со средним размером около 25 нм. Анализ основной структуры покрытия ZrO_2 при большем увеличении показывает, что оно состоит из наночастиц со средним размером 18 нм и плотностью 600 шт/мкм². При этом пленки ZrO_2 обладают хорошими механическими и химическими свойствами.

Весьма существенная разница в показателях преломления покрытий ZrO_2 и SiO_2 , позволяет использовать их в качестве интерференционных слоёв при моделировании многослойных интерференционных покрытий для УФ области спектра. На основании теоретических данных [1] смоделирована многослойная система ZrO_2 - SiO_2 состоящая из 17 слоёв, образованная чередующимися диэлектрическими слоями с высоким и низким показателями преломления и толщинами, равными четверти длины волны. Такую систему можно представить в виде $(\text{B}_1\text{H})^m\text{B}_1$, где В – слой с высоким показателем преломления ZrO_2 ($n=2,05$); Н – слой с низким показателем преломления SiO_2 ($n=1,45$); m – количество слоёв.

Проведенные предварительные эксперименты и теоретические расчеты оптических параметров многослойной интерференционной системы с чередующимися слоями оксида циркония и оксида кремния толщиной $\lambda/4$, показали эффективность данных технологических решений при создании многослойного интерференционного фильтра для ультрафиолетовой области спектра. Дальнейшие исследования в данном направлении, а именно варьирование технологических параметров и способов и условий синтеза слоёв, позволят создавать

оптические УФ-фильтры с заданными оптическими и физико-механическими свойствами.

Литература

1. Гайнутдинов, И.С. Интерференционные покрытия для оптического приборостроения / И.С. Гайнутдинов, Е.А. Несмелов, И.Б. Хайбуллин. – Казань: «ФЭН», 2002. – 592 с.

2. Технология тонких пленок. Справочник / Под ред. Л.Майссела, Р. Глэнга. – М.: Сов. радио, 1977. – 662 с.

Н.А. Алешкевич, С.В Короткевич, В.В. Кравченко, С.О. Бобович

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

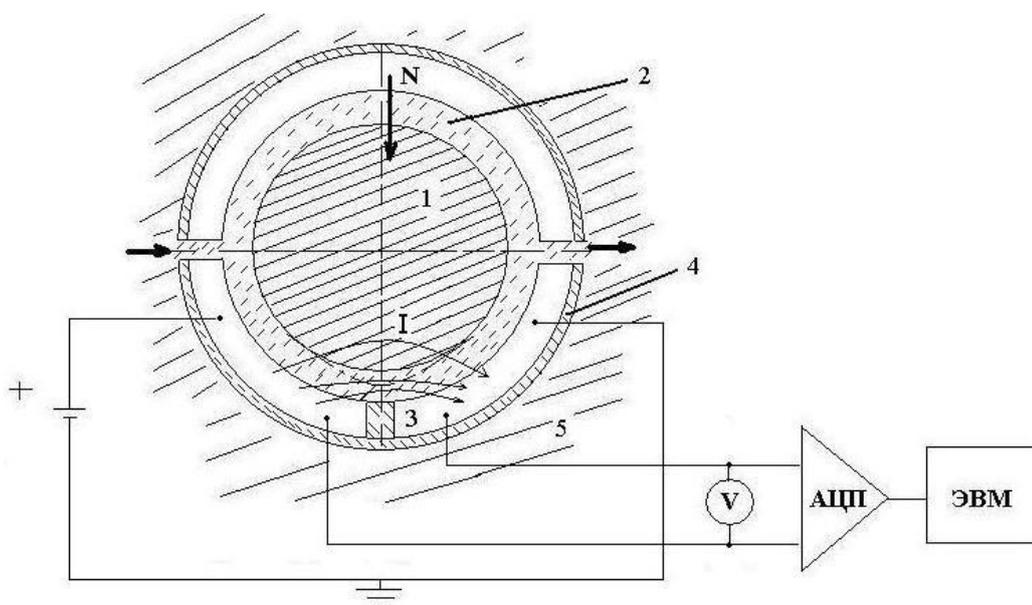
АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ГРАНИЧНОГО СМАЗОЧНОГО СЛОЯ ОПОР СКОЛЬЖЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Теория строения и процессов формирования граничного смазочного слоя к настоящему времени развита слабо, в особенности это применимо к процессам экстремального трения. При нестационарном или переходном режимах работы энергетического оборудования (остановка и разгон турбины) безопасный режим эксплуатации турбины может нарушаться. Особую опасность при переходных режимах вызывают температурные изменения в узлах трения [1]. Весьма актуальной остается проблема разработка новых методов неразрушающего контроля узлов трения, позволяющих на ранней стадии обнаруживать отклонения их эксплуатационных параметров. Одним из таких методов является метод электрофизического зондирования.

Метод электрофизического зондирования состояния граничного смазочного слоя (ГСС), позволяет диагностировать наступление аварийного режима эксплуатации турбины на ранней стадии до наступления задира, схватывания и выхода ее строя. Схема разработанного метода приведена на рисунке 1.

Метод заключается в регистрации величины туннельного тока протекающего между неподвижным электродами через

металлический вал. В случае «сухого» контакта благородных материалов контактное сопротивление определяется сопротивлением стягивания линий тока из объема образца к пятну контакта. При наличии в зоне контакта сплошной смазочной прослойки его сопротивление определяется туннельной проводимостью. Снижение регистрируемых в эксперименте значений контактного сопротивления до уровня сопротивления стягивания означает разрушение ГСС.



1 – вал турбины, 2 – смазочная композиция, 3 – вкладыш,
4 – изоляция вкладыша, 5 – корпус опоры

Рисунок 1 – Схема диагностики опор скольжения

При уменьшении толщины смазочного слоя и появлении туннельной проводимости, ток (обозначенный на рисунке через “I”) проходит от одной электрически изолированной части опоры, на которую подаётся плюс от стабилизированного источника напряжения 50 мВ, через металлический вал к другой части опоры, которая заземлена.

Анализ состояния ГСС проводится на основании моделей поверхности раздела, которые могут иметь место в контакте [2]. Методика оценки состояния ГСС состоит из нескольких этапов.

Вначале проводится теоретический расчёт сопротивления стягивания между ротором и опорой скольжения. Известно, что поверхность контакта является источником сопротивления стягивания R_s (1).

$$R_s = \rho / 2a, \quad (1)$$

где ρ – приведенное удельное электрическое сопротивление вала и опор скольжения, a – фактический радиус пятна контакта.

Сопротивление в контакте определяется согласно теории Р. Хольма суммой R_s (сопротивление стягивания линий тока из объема материала к контурной площади) и сопротивлением пятен кластеров R_α , обусловленным стягиванием линий тока к фактическим пятнам контакта.

$$R_s = \rho / 2n\alpha, \quad (2)$$

где n – число фактических микропятен, α – фактический размер металлических микропятен.

При наличии в зоне контакта сплошной смазочной прослойки, его сопротивление определяется в основном туннельной проводимостью.

$$R_t = (10^{-14} d / a^2 \varphi^{1/2}) \exp(10,24(\varphi)^{1/2} d), \quad (3)$$

где φ – эффективная работа выхода электрона, d – толщина граничного смазочного слоя, a – радиус фактического пятна контакта.

При наличии на поверхности металла оксидных пленок контактное сопротивление определяется суммой сопротивлений стягивания (R_s) ситочного (через пятна фактического контакта – R_α) и оксидной пленки (R_f)

$$R_f = \sigma / \pi a^2, \quad (4)$$

$$R_{c\text{ теор.}} = R_f + R_s. \quad (5)$$

На следующем этапе осуществляем экспериментальное измерение контактного сопротивления $R_{c\text{ кр.}}$, когда ротор лежит на опоре скольжения при отсутствии смазки между ними.

Дальнейшая диагностика осуществляется посредством сравнения теоретически рассчитанного контактного сопротивления $R_{c\text{ теор.}}$ с измеренными на практике значениями R_c . Достижение критического значения $R_{c\text{ кр.}}$ означает задевание ротора об опору скольжения и разрушение турбины.

Данный метод позволяет в динамике отслеживать критические состояния узлов трения энергетического оборудования. На предварительной стадии разрушения ГСС, когда измеренное сопротивление R_c становится меньше значения нижней границы регистрируемого сопротивления, и наблюдается переход от гидродинамического режима трения к граничному, может сработать

сигнализация в системе управления турбиной, что позволит предотвратить ее выход из строя.

При аварийном режиме регистрируемое по четырёхпроводной схеме R_c превышает $R_{c\text{кр}}$ на некоторую величину R_t , рассчитанную по формуле (3). Дальнейшее снижение регистрируемого значения контактного сопротивления до уровня сопротивления стягивания означает разрушение ГСС. Снижение значений контактного сопротивления до уровня рассчитанного нижнего предела туннельного сопротивления означает начало разрушения мономолекулярного слоя смазочного материала.

Контроль состояния ГСС позволяет управлять режимом эксплуатации роторной машины при критических режимах (пуск, остановка, масляное голодание, критические нагрузки). При наступлении аварийного режима эксплуатации должна быть реализована система обратной связи – включаются насосы, обеспечивающие подачу смазочного материала в зону трения под большим давлением, либо изменяется нагрузка на валу ротора или его скорость, а возможна реализация сразу всех возможных вариантов.

Таким образом, используя метод электрофизического зондирования состояния ГСС можно еще на ранних стадиях диагностировать наступление аварийного режима эксплуатации узлов трения энергетического оборудования.

Литература

1. Ханович, М.Г. Опоры жидкостного трения и комбинированные/ М.Г. Ханович. – Л.: Машгиз. – 1960. – 272 с.
2. Кончиц, В.В. Электрическая проводимость точечного контакта при граничной смазке / В.В. Кончиц // Трение и износ. – 1991. – № 3. – С. 465–475.

Д.А. Антонович, В.Г. Залесский

УО «Полоцкий государственный университет», Беларусь

ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛЫ

Введение

Ионно-плазменные технологии являются перспективными для управляемой модификации свойств поверхностей материалов [1]. При

этом для модификации механических и коррозионных свойств поверхностей применяются ионные потоки с энергией ионов обычно ниже 1 кэВ и плотностью потока порядка 1 мА/см². Поскольку электронные пучки с плотностью мощности до 10⁸ Вт/м² кроме термического, могут оказывать модифицирующее (упрочняющее) воздействие, а эффективность ионного воздействия зависит от температуры модифицируемого материала, поддерживать которую во всем изделии не целесообразно, то перспективным направлением представляется электронно-лучевое ассистирование ионного воздействия посредством плазменных источников электронов (ИЭП), способных эмитировать как электроны, так и ионы при изменении полярности ускоряющего напряжения.

В данной работе представлены некоторые результаты экспериментального исследования реализации комбинированного ионно-электронного воздействия на поверхность материала с использованием одного ИЭП.

Результаты экспериментов и их обсуждения

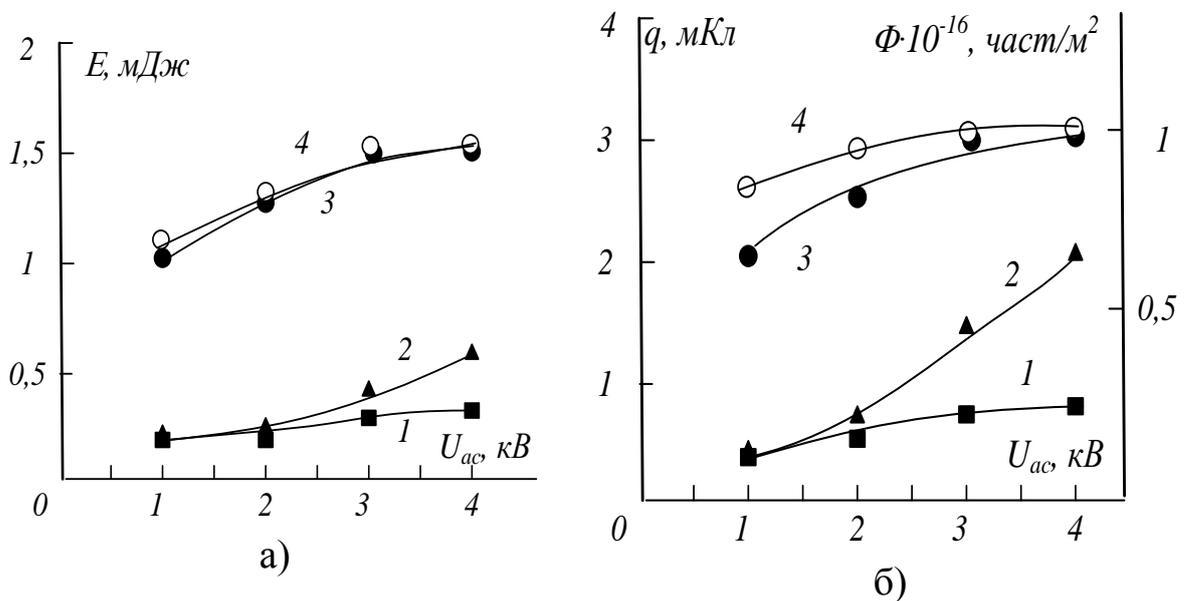
В качестве экспериментального ИЭП применялась структура, описанная в [2]. Рассмотрены три варианта формирования импульсных ионных пучков. Первый состоял в следующем – на электроды разрядной структуры предварительно подавалось постоянное разрядное напряжение, а затем импульс ускоряющего напряжения. Второй заключался в одновременной подаче импульса разрядного и ускоряющего напряжения. Третий состоял в подаче импульсного разрядного напряжения при постоянном ускоряющем напряжении. На основе полученных осциллограмм проводились расчёты суммарного заряда q , флюенса Φ и полной энергии E , вкладываемой в изделие за один импульс, в соответствии со следующими соотношениями:

$$q = \int_0^{\tau_{имп}} I_i(t) dt \quad E = \int_0^{\tau_{имп}} I_i^2(t) R dt \quad \Phi = \frac{q}{eS},$$

где $I_i(t)$ – импульс тока ионной эмиссии, $\tau_{имп}$ – длительность импульса, S – площадь ионного воздействия, R – сопротивление в цепи измерения тока эмиссии (в экспериментах – 1 Ом). Зависимости расчетных величин представлены на рисунке 1.

Из анализа представленных зависимостей видно, что эффективность использования энергии (рисунок 1,а), импульса ускоряющего напряжения (величина которой определяется емкостью системы электропитания и в условиях эксперимента составляла

4 мкФ), оказывается выше в случае больших давлений, а сама эффективность использования этой энергии падает с ростом ускоряющего напряжения. На рисунке 1,б показаны зависимости заряда и флюенса (суммарного потока) на поверхность (площадь порядка 10^{-4} м^2) изделия за один импульс. Для достижения заданного уровня воздействия в данном режиме необходимо или повышать плотность плазмы за счет увеличения давления газа, или увеличивать число импульсов воздействия (формировать более 10). В общем случае суммарное время воздействия будет не более десятка секунд, что позволяет считать перспективность разработки такого типа устройств для формирования ионных потоков на поверхность малогабаритных изделий. Увеличение же давления снижает электрическую прочность ускоряющего промежутка особенно в режиме эмиссии электронов, поэтому этот подход в сравнении с вариантом импульсного воздействия суммарной заданной длительности, достигаемой за счет требуемого числа импульсов, менее перспективен для формирования комбинированного воздействия.



ток разряда: 1, 3, 4 – 200 мА, 2 – 350 мА,
 давление газа: 1, 2, 3 – 1 Па, 4 – 10 Па, 5 – 30 Па;
 анодный потенциал электрода-расширителя

Рисунок 1 – Зависимость параметров ионного воздействия за один импульс от ускоряющего напряжения: а – энергия, б – заряд и флюенс

Для выбора оптимальных режимов термического электронно-лучевого воздействия проводился анализ требуемых параметров воздействия с использованием разработанной прикладной программы [3] на основе решения уравнения теплопроводности с учётом температурной зависимости коэффициента теплопроводности для материалов типа сталь 45. В качестве критерия остановки расчета при заданных плотности мощности электронного пучка и параметрах непрерывного или импульсного воздействия использовалось условие достижения температуры 600 °С на глубине материала 0,5 мм. Мощность варьировалась током пучка и площадью воздействия при ускоряющем напряжении 5 кВ. При заданной плотности мощности определялось общее время воздействия, длительность и скважность импульсов. Некоторые результаты расчетов приведены на рисунках 2-3.

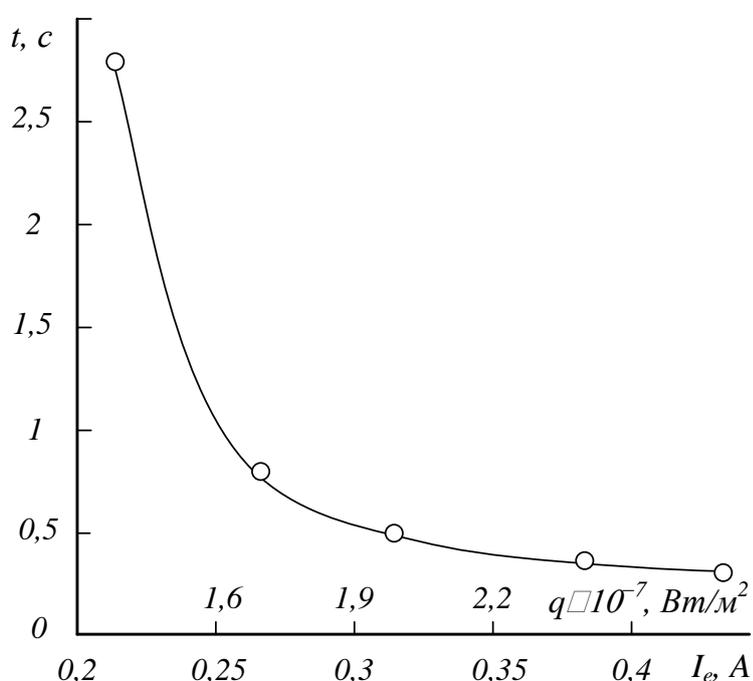
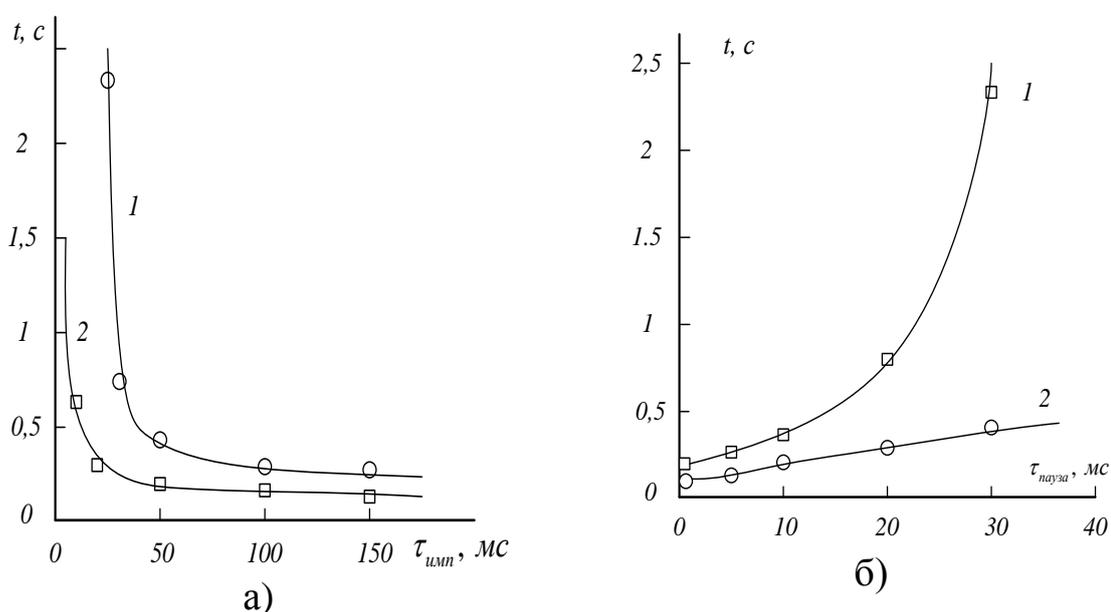


Рисунок 2 – Зависимость общего времени воздействия от плотности мощности электронно-лучевого воздействия, необходимых для достижения требуемой температуры (600°С) на заданной глубине (0,5 мм) при площади воздействия $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$

Видно, что при указанных плотностях мощности общее время воздействия не превышает десяти секунд (рисунок 2), что позволяет предполагать возможность эффективного комбинированного воздействия. Для исключения распыления поверхности вследствие ее перегрева и повышения однородности прогрева модифицируемого слоя целесообразно использовать импульсный режим воздействия,

при котором варьируется как длительность импульса, так и время паузы (скважность воздействия). На рисунке 3,а, представлены результаты расчетов по влиянию длительности воздействия в импульсе на общее время воздействия, а на рисунке 3,б – результаты расчетов по влиянию длительности паузы на общее время воздействия при различных плотностях мощности. На основании проведенных расчетов могут быть определены диапазоны параметров импульсов, необходимые для достижения требуемой температуры на заданной глубине. Так для представленных на рисунках расчетов оптимальными можно считать, что при требуемой плотности мощности более $2 \cdot 10^7$ Вт/м² (ускоряющее напряжение 5 кВ, ток пучка 0,3 А) длительность импульса должна составлять величину порядка 50 мс при длительности паузы 20 мс.



площадь воздействия – $1,2 \cdot 10^{-4}$ м², длительность паузы – 20 мс,
 плотность мощности: 1 – $1,6 \cdot 10^7$ Вт/м², 2 – $2,55 \cdot 10^7$ Вт/м²

Рисунок 3 – Зависимость общего времени воздействия необходимого для достижения требуемой температуры (600°С) на заданной глубине (0,5 мм): а – от длительности импульса, б – от длительности паузы между импульсами

Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о возможности попеременного извлечения электронов и ионов из плазмы газового разряда и реализации комбинированного ионно-электронного воздействия на поверхность материала с использованием одного ИЭП

с параметрами, достаточными для реализации ряда технологий модификации поверхностей.

Литература

1. Плазменные эмиссионные системы с ненакаливаемыми катодами для ионно-плазменных технологий / В.Т. Барченко [и др.], под общ. ред. В.Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. – 220 с.

2. Груздев, В.А. Плазменный ионно-электронный источник / В.А.Груздев, В.Г. Залесский, П.Н. Солдатенко // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С: Фундаментальные науки. – 2013. – № 4. – С. 63–68.

3. Груздев, В.А. Моделирование температурного поля в поверхностном слое при импульсном электронно-лучевом воздействии / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Д.Г. Руголь // Инженерно-физический журнал. – 2007. – № 2. – С. 134–142

В.С. Асадчий, Ю. Ради, С.А. Третьяков

Университет Аалто, Финляндия

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ

Электромагнитные свойства природных и искусственно синтезированных материалов сильно ограничены. Отсутствие магнитных материалов на высоких частотах, а также небольшое разнообразие свойств известных структур способствовали становлению и интенсивному развитию нового направления в физике: теории метаматериалов. Метаматериалы – искусственные структуры, состоящие из периодических массивов электрически малых элементов с произвольными электромагнитными свойствами и формой. Варьируя свойства таких элементов, можно настраивать макроскопические параметры всей структуры. Это позволяет создавать материалы с практически любыми заданными свойствами. В то же время значительные диссипативные потери энергии в трёхмерных метаматериалах и сложный процесс их производства ограничивают возможности их практического применения. Двухмерные аналоги метаматериалов, так называемые

метаповерхности, состоящие из одного слоя структурных элементов, в значительной мере лишены этих недостатков. Такие искусственные слои состоят из периодических двухмерных массивов структурных элементов электрически малых размеров. Настраивая параметры метаповерхностей (свойства отдельных структурных элементов и период массива), можно получать практически любой электромагнитный отклик, полностью контролируя поляризацию, амплитуду, фазу и даже фронт одновременно для отражённых и прошедших волн. Ключевой особенностью и вместе с тем преимуществом исследуемых метаповерхностей является их толщина, которая много меньше длины падающих электромагнитных волн. Это позволяет проектировать искусственные плоские структуры с беспрецедентно малой толщиной: не более нескольких сантиметров в СВЧ диапазоне и с толщиной до одного молекулярного слоя в видимом диапазоне. Сверх того, наша концепция допускает контроль электромагнитного отклика метаповерхностей независимо на падающее излучение с обеих сторон. В данной работе мы продемонстрируем исключительные возможности электромагнитных структур, открывающиеся с использованием метаповерхностей. Здесь мы рассматриваем случай нормального падения излучения на исследуемые структуры.

Под действием падающего электромагнитного излучения в структурных элементах метаповерхностей, так называемых мета-атомах, индуцируются электрические дипольные и магнитные моменты:

$$\begin{bmatrix} p \\ m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{\alpha}_{ee} & \overline{\alpha}_{em} \\ \overline{\alpha}_{me} & \overline{\alpha}_{mm} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{inc} \\ H_{inc} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $\overline{\alpha}_{ij}$ – диадные поляризуемости, описывающие электромагнитные свойства мета-атомов с учётом их взаимодействия в массиве; E_{inc} и H_{inc} – электрическое и магнитное поля падающей волны. Важно отметить, что в качестве структурных элементов метаповерхностей мы используем бианизотропные электрически малые частицы, обладающие электромагнитной связью самого общего вида [1]. Индуцированные дипольные моменты в мета-атомах являются источниками вторичных волн, излучённых в обе стороны по отношению к плоскости массива. Тогда отражённые и прошедшие волны через массив структурных элементов метаповерхности можно определить [2]:

$$E_r = -\frac{j\omega}{2S} [(\eta_0 \alpha_{ee}^{co} \pm \alpha_{em}^{cr} \pm \alpha_{me}^{cr} - \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{co}) \bar{I}_t + (\eta_0 \alpha_{ee}^{cr} \mp \alpha_{em}^{co} \mp \alpha_{me}^{co} - \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{cr}) \bar{J}_t] \cdot E_{inc}, \quad (2)$$

$$E_t = \left\{ \left[1 - \frac{j\omega}{2S} (\eta_0 \alpha_{ee}^{co} \pm \alpha_{em}^{cr} \mp \alpha_{me}^{cr} + \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{co}) \right] \bar{I}_t - \frac{j\omega}{2S} \left[\eta_0 \alpha_{ee}^{cr} \mp \alpha_{em}^{co} \pm \alpha_{me}^{co} + \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{cr} \right] \bar{J}_t \right\} \cdot E_{inc}, \quad (3)$$

где η_0 – импеданс свободного пространства, S – площадь единичной ячейки массива, \bar{I}_t – поперечная единичная диада, \bar{J}_t – диада поворота на 90 градусов в плоскости массива. В данной работе мы рассматриваем случай одноосной симметрии в плоскости структуры. Это предполагает независимость отклика метаповерхности от поляризации падающих волн. Выражения для коэффициентов отражения и прохождения (2) и (3) справедливы для самого общего случая метаповерхности, обладающей в том числе бианизотропными свойствами. Опираясь на выражения (2) и (3), легко определить необходимые материальные параметры мета-атомов (диады поляризуемостей), обеспечивающие желаемые коэффициенты отражения и прохождения через метаповерхность.

Для того чтобы спроектировать идеальный поглотитель электромагнитного излучения с двух сторон от метаповерхности, как было показано в [3] и [4] и на основании (2) и (3), необходимо обеспечить отсутствие электромагнитной связи в элементах и необходимые электрический и магнитный отклик:

$$\eta_0 \alpha_{ee}^{co} = \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{co} = \frac{S}{j\omega}. \quad (4)$$

В работе [4] был продемонстрирован эффект полного поглощения энергии падающих волн в метаповерхности на основе спиральных элементов (см. рисунок 1а). Правильно подобранные свойства мета-атомов, удовлетворяющие условию (4), а также использование металла с конечной проводимостью обеспечивают 93% поглощение в слое толщиной всего $\lambda/6$ (рисунок 1б).

Ещё один интересный и важный с практической точки зрения случай – реализация одностороннего прозрачного слоя. Такой слой мета-атомов является полностью прозрачным для излучения, падающего на одну из его сторон. При этом падающие с противоположной стороны на слой волны испытывают поворот плоскости поляризации на 90 градусов. Данная несимметричность

свойств пропускания, конечно, может иметь место лишь в невзаимной структуре.

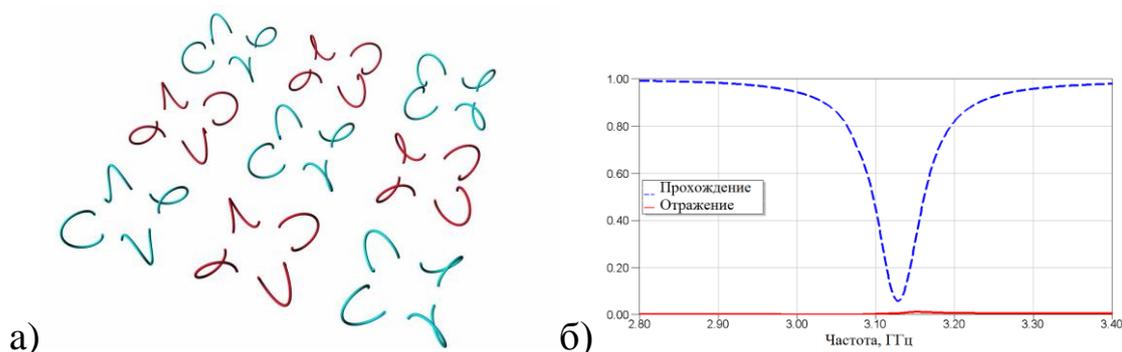


Рисунок 1 – а) Иллюстрация идеально поглощающей метаповерхности; б) Модуль коэффициентов отражения и прохождения

Для того чтобы обеспечить необходимый режим метаповерхности, нужно спроектировать массив мета-атомов, чьи параметры удовлетворяют следующим условиям [5]:

$$\eta_0 \alpha_{ee}^{co} = \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{co} = \alpha_{em}^{cr} = -j \frac{S}{2\omega}, \quad (5)$$

$$\eta_0 \alpha_{ee}^{cr} = \frac{1}{\eta_0} \alpha_{mm}^{cr} = -\alpha_{em}^{co} = -\frac{S}{2\omega}. \quad (6)$$

В работе [5] желаемый эффект был продемонстрирован с использованием невзаимных структурных элементов с ферритовыми включениями в подмагничивающем постоянном поле (см. рисунок 2).

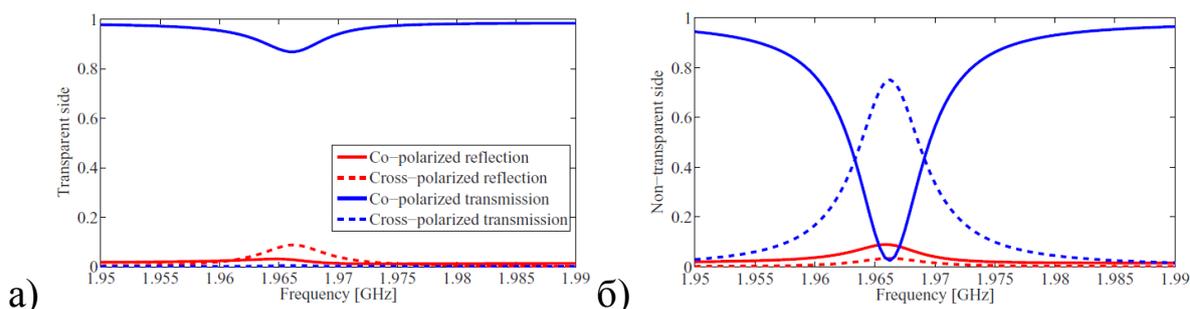


Рисунок 2 – Коэффициенты отражения и прохождения через метаповерхность с а) прозрачной и б) непрозрачной стороны

Как можно видеть из графиков, метаповерхность почти полностью прозрачна (не изменяет фронт, поляризацию и фазу падающей волны) с одной стороны и поворачивает на 90 градусов плоскость поляризации падающих на неё волн с противоположной стороны.

Описанные здесь структуры – только некоторые примеры общей концепции предельно тонких функциональных метаповерхностей. В рамках её идеи становится возможным полностью контролировать, в том числе волновой фронт падающего излучения, независимо с обеих сторон.

Литература

1. Electromagnetics of bi-anisotropic materials: Theory and applications / A.N. Serdyukov [et al.] // Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers. – 2001.

2. Niemi, T. Synthesis of polarization transformers / T. Niemi, A.Karilainen, S. Tretyakov // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2013. – Vol. 61. – № 6. – P. 3102–3111.

3. Ra'di, Y. Total absorption of electromagnetic waves in ultimately thin layers / Y. Ra'di, V.S. Asadchy, S.A. Tretyakov // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2013. – Vol. 61. – № 9. – P. 4606–4614.

4. Optimal arrangement of smooth helices in uniaxial 2D-arrays / V.S. Asadchy [et al.] // Metamaterials '2013: The Seven International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics. – Bordeaux, France. – 2013.

5. Ra'di, Y. One-way transparent sheets / Y. Ra'di, V.S. Asadchy, S.A.Tretyakov // Physical Review B. – 2014. – Vol. 89. – № 075109.

**А.В. Богдан, А.И. Зазерин, А.Т. Орлов, Г.А. Пашкевич,
В.А. Ульянова**

**Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт», Украина**

ПАССИВНАЯ ПАВ СЕНСОРНАЯ СИСТЕМА НА ОСНОВЕ НАНОСТЕРЖНЕЙ ZNO

Введение

Разработка высокочувствительных пассивных сенсорных систем для мониторинга и контроля окружающей среды является актуальной задачей. Для решения такой задачи перспективно использовать сенсоры на поверхностных акустических волнах (ПАВ) благодаря следующим свойствам: односторонняя планарная

структура, малые размеры, частотный выходной сигнал, малое энергопотребление.

Активно проводится изучение материалов для повышения чувствительности и селективности сенсорных систем. Разработка новых технологий синтеза наноструктурированных материалов возобновила интерес к традиционным материалам электроники, в том числе оксиду цинка (ZnO), которые широко применяются в поликристаллической форме. ZnO обладает полупроводниковыми, пьезоэлектрическими, оптическими и другими свойствами [1]. Способность формировать наноструктуры различных форм, высокая площадь поверхности, биосовместимость и нетоксичность позволяют применять ZnO в качестве чувствительного слоя различных сенсоров [2].

Известна [3] конструкция пассивного беспроводного ПАВ сенсора, которая представляет комбинацию двух отдельных элементов на подложках разных типов: ПАВ метки и резистивного датчика водорода с чувствительным элементом на основе наностержней ZnO, покрытых пленкой платины. Такая конструкция является нетехнологичной и малочувствительной.

В данной работе предложена конструкция двухпортового резонатора на подложке ниобата лития ($128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$), проведен расчет системы на частоте 433,92 МГц, что позволяет использовать такую конструкцию в составе «интегрированных сенсорных систем».

1. Структура ПАВ сенсора

Конструкция двухпортового резонатора (рисунок 1) состоит из двух встречно-штыревых преобразователей (ВШП), двух отражающих решеток (ОР) и чувствительного элемента, сформированных на единой подложке $128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$. Чувствительный элемент может быть размещен как между преобразователями, так и вынесен отдельно в качестве емкостной нагрузки.

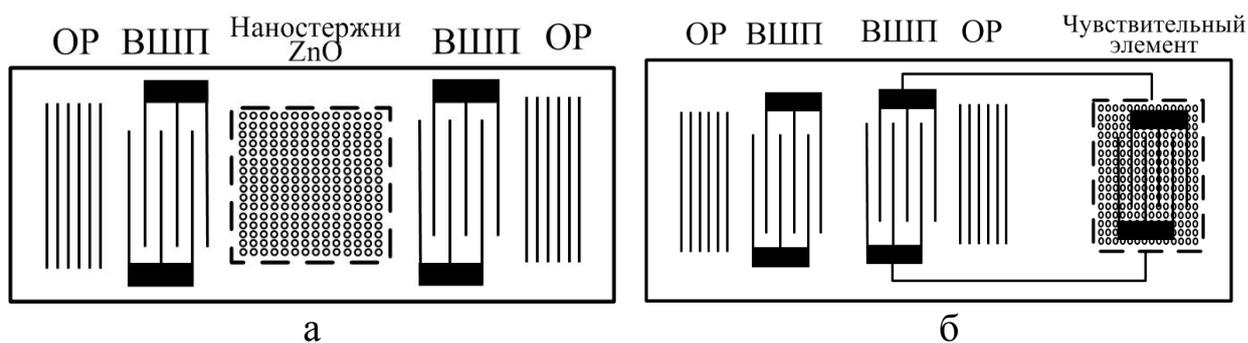


Рисунок 1 – Конструкции ПАВ сенсоров

В качестве чувствительного слоя, предполагается синтезировать наностержни ZnO с диаметром 30-60 нм и длиной – до 0,6 мкм. Таким образом, будет увеличена площадь поверхности и, соответственно, чувствительность прибора.

Расчет оптимальной АЧХ системы был реализован методом использующий аппроксимацию заданных частотных характеристик конечным комплексным рядом Фурье, что позволило связать длину каждого электрода через весовые коэффициенты с членом ряда Фурье, а изменение периодичности структуры учесть через полиномы Лежандра (рисунок 2).

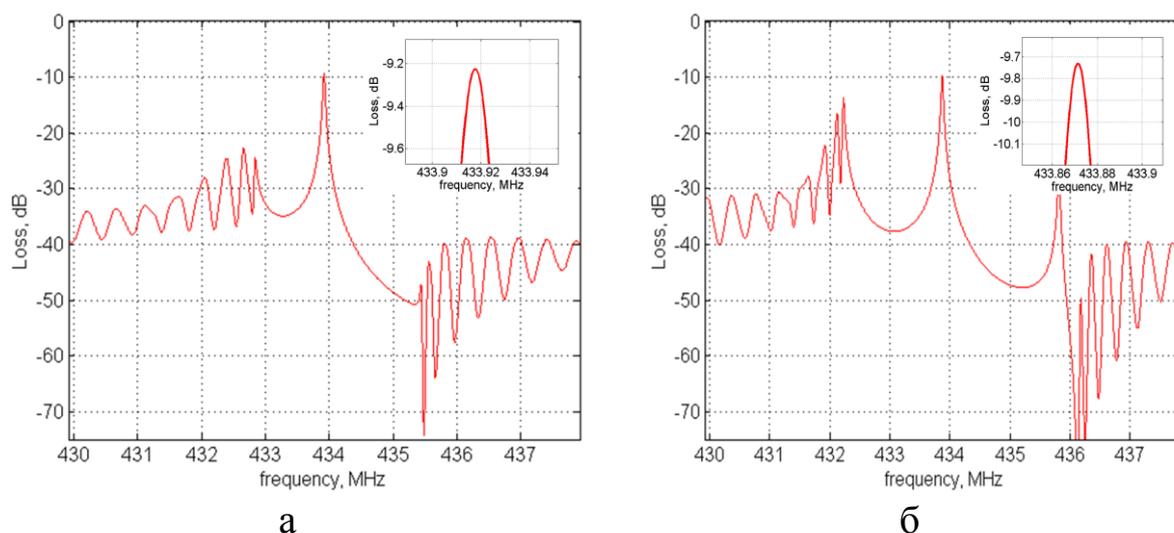


Рисунок 2 – АЧХ резонатора при различных толщинах металлического подслоя: а – 0,13 мкм, б – 0,2 мкм

Резонанс наблюдается на частоте 433,92 МГц (рисунок 2,а). При увеличении толщины металлического слоя происходит уменьшении частоты и увеличении амплитуды резонанса (рисунок 2,б).

При внесении аналита в чувствительную область сенсора будет наблюдаться смещение частоты и изменение амплитуды резонанса в зависимости от концентрации и химического состава вносимого вещества. Возможно детектирование малых концентраций газов.

2. Синтез наноструктур ZnO

Среди существующих нанотехнологических методов формирования наностержней ZnO [4, 5] был выбран комбинированный гидротермальный метод. Этот метод отличается гибкостью процесса, простотой реализации, низкой стоимостью и состоит из двух следующих стадий: (1) формирование зародышевой пленки с помощью золь-гель метода из раствора на основе ацетата

цинка и (2) рост массива наноструктур из раствора на основе нитрата цинка. Осаждение зародышевой пленки на подложку проводилось при комнатной температуре методом центрифугирования при 3000 об/мин в течение 30 с. Полученная многослойная структура отжигалась при температуре 400°C в течение 1 ч для получения однородной и стабильной пленки.

Подложки со сформированным зародышевым слоем погружались в полученный раствор, который нагревался до температуры 90°C и был оставлен на 90 мин. После окончания процесса синтеза подложки промывались деионизированной водой и сушились при комнатной температуре. Стержни, сформированные на подложках с предварительным осаждением зародышевой пленки, имеют диаметр порядка 70 нм и гексагональную структуру (рисунок 3).

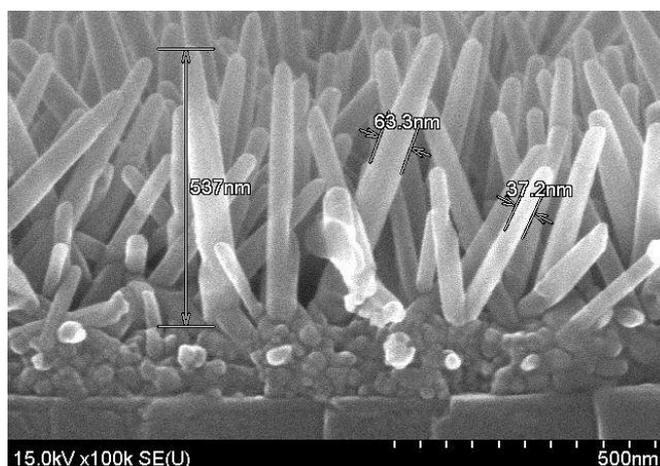


Рисунок 3 – СЭМ изображение наностержней ZnO

Заключение

В работе представлена концепция создания высокочувствительной пассивной сенсорной системы для мониторинга различных газов. Проведен расчет системы на частоте 433,92 МГц. Показана возможность применения наностержней ZnO для формирования чувствительного элемента сенсорной системы, что обеспечит увеличение ее чувствительности.

Литература

1. Umit, Ozgur. ZnO devices and applications: a review of current status and future prospects / Umit Ozgur, Hadis Morkoc // Proceedings of the IEEE 98. – 2010. – № 7. – P. 1255–1268.

2. Lu, Y. Multifunctional Biosensor Based on ZnO Nanostructures / Yicheng Lu // The Journal of the Acoustical Society of America. – American Institute of Physics. – 2012. – Vol. 131. – № 2. – P. 1667–1667.

3. Ya-Shan, Huang. A passive wireless hydrogen surface acoustic wave sensor based on Pt-coated ZnO nanorods / Ya-Shan Huang, Yung-Yu Chen and Tsung-Tsong Wu // Nanotechnology. – 2010. – Vol. 21. – 095503. – P. 6.

4. Synthesis of ZnO Nanorods for Acoustic Wave Sensor / A. Orlov [et al.] // Conference Proceedings «IEEE XXXIII International Scientific Conference Electronics and Nanotechnology (ELNANO)», Kyiv, april 16-19, 2013. – Kyiv, 2013. – P. 25–27.

5. Morphology and Structure of ZnO Nanorods for SAW Sensors Applications / V.A. Ulianova [et al.] // Conference Proceedings «23rd International Crimean Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo'2013)», September 8-13, 2013. – Sevastopol: Weber Publishing. – 2013. – P. 830–831.

В.А. Банный¹, А.Л. Самофалов², И.В. Семченко², С.А. Хахомов²

¹УО «Гомельский государственный медицинский университет»,
Беларусь,

²УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь

ПОГЛОТИТЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЧ-ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ И ЭНАНТИОМОРФНЫХ СТРУКТУР

Введение

В 21 веке значительно возросло количество разнообразных источников электромагнитного излучения (ЭМИ) и расширился используемый частотный диапазон. Воздействие ЭМИ на биологические и технические объекты является существенным фактором, влияющим на их жизнедеятельность и функционирование. Разработка систем защиты, экранирования и поглощения широкополосного ЭМИ является сложной теоретической и практической задачей. Технические требования, предъявляемые к таким системам, обуславливают необходимость поиска комплексных

решений задачи защиты от ЭМИ, а также защиты информации, содержащейся в ЭМИ. Такие решения включают использование специальных радиопоглощающих материалов (РПМ) и покрытий, учет распространения радиоволн, оценку электродинамических свойств компонентов поглотителей и окружающей среды, конструктивных особенностей РПМ и электромагнитных экранов (ЭМЭ) и т.п. Многообразие компонентов, связующих, типов и конструкций РПМ и ЭМЭ приводит к необходимости определения целесообразности применения тех или иных устройств для решения конкретных задач.

Цель данной работы состояла в теоретическом обосновании возможности использования энантиоморфных структур как компонентов поглотителей ЭМИ СВЧ-диапазона, исследовании закономерностей взаимодействия СВЧ-излучения с киральными микроэлементами, разработке РПМ и ЭМЭ на основе полимерных композитов и энантиоморфных структур.

1. Физическая модель полимерного слоистого ЭМЭ

Разработана физическая модель полимерного слоистого ЭМЭ (рисунок 1) [1]. В нем реализуются основные механизмы преобразования энергии ЭМИ. Предложено уравнение для описания потерь энергии ЭМИ, проходящего через этот экран.

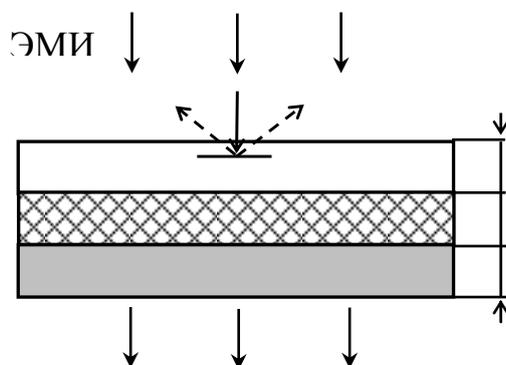


Рисунок 1 – Модель полимерного слоистого ЭМЭ

Экран моделируется тремя слоями: диэлектрическим наружным (D), который обеспечивает согласование волнового сопротивления экрана и атмосферы, магнитным (M) и электропроводящим (C). Потери энергии ЭМИ, прошедшего через него, складываются из потерь в слоях – диэлектрических E_D , магнитных E_M и вызванных электропроводностью E_C , а также ослабления энергии на границе раздела слоев E_{DM} и E_{MC} .

$$\Delta E = E_0 - E_h = E_D + E_M + E_C + E_{DM} + E_{MC}. \quad (1)$$

С учетом физических параметров слоев (ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, γ – удельная электропроводность), их толщины (h) и межфазного взаимодействия выражение (1) можно представить в виде суммы функций:

$$\Delta E = F_D(\varepsilon_D, h_D) + F_M(\mu_M, h_M) + F_C(\gamma_C, h_C) + F_{DM}(\varepsilon_{DM}, \mu_{DM}) + F_{MC}(\mu_{MC}, \gamma_{MC}). \quad (2)$$

Функции F_{DM} и F_{MC} определяют ослабление энергии вследствие поглощения и рассеяния электромагнитных волн (ЭМВ) на границах слоев. Оно зависит от диэлектрических (ε_{DM}) и магнитных (μ_{DM} , μ_{MC}) параметров границ раздела, являющихся функцией межфазного взаимодействия слоев и электропроводности (γ_{MC}) границы MC .

Модель показывает, что при разработке ЭМЭ необходимо учитывать как электромагнитные параметры каждого из слоев, так и их физико-химическое взаимодействие.

2. Способы формирования экспериментальных образцов РПМ и ЭМЭ

При проведении технологических экспериментов полиэтиленовое связующее механически смешивали с функциональным наполнителем и затем подвергали гранулированию на экструзионной линии ЭК-75/1200, снабженной двухшнековым экструдером. Гранулят перерабатывали в листовые конструкционные РПМ с использованием типовых технологий формирования изделий из термопластов. Листовые монолитные РПМ формировали методами «горячего» прессования, волокнистые РПМ в виде нетканых полотен и конструкционных элементов – методом экструзии с пневматическим напылением полимерного расплава на формообразующую подложку (метод melt blowing) [1, 2]. В состав полимерной матрицы в процессе их производства были введены углеродные и металлические нити, металлические спирали, углеродные ткани и металлические сетки (рисунок 2) различной структуры и электропроводности.

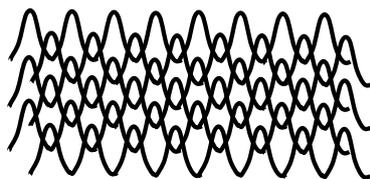


Рисунок 2 – Структура металлической сетки, введенной в состав комбинированного волокнистого РПМ

Указанные операции были объединены в технологическом цикле и не требовали дополнительных приемов по скреплению волокон с компонентами.

На рисунках приведены схема расположения слоев в комбинированном волокнистом материале (рисунок 3) и изображения участков образцов волокнистых РПМ, армированных углеродными нитями (рисунок 4 *а*) и углеродной тканью (рисунок 4 *б*).

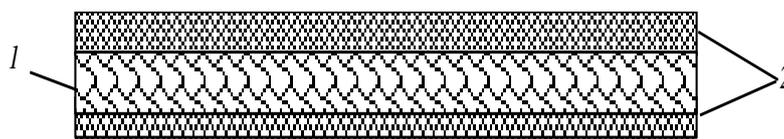


Рисунок 3 – Схема расположения слоев в комбинированном волокнистом материале: 1 – металлическая сетка; 2 – нетканый полимерный melt-blown материал



Рисунок 4 – Оптические изображения участков образцов волокнистых РПМ, армированных углеродными нитями (*а*) и углеродной тканью Бусофит ТР 3/2 (*б*) (масштаб 2:1)

Изготовлены комбинированные РПМ, типа «сэндвич», состоящие из чередующихся слоев волокнистого термопласта и углеродных тканей различной структуры и электропроводности. Толщина полимерных волокнистых слоев выбиралась кратной четверти средней длины волны из диапазона воздействующего ЭМИ. Слои адгезионно склеены или прошиты в многослойный композитный лист толщиной, не превышающей 14 мм.

3. Экспериментальное исследование

Частотные зависимости коэффициентов отражения (R) и ослабления (S) энергии нормально падающей плоской ЭМВ для экспериментальных образцов РПМ измерены в волноводных линиях и в безэховой камере.

Результаты исследования показали, что при замене металлической

подложки на исследуемые образцы композитных РПМ на основе термопластов, эффективная площадь рассеяния (ЭПР) уменьшается в 3-6 раз. При замене металлической подложки на исследуемые образцы композитных волокнистых РПМ ЭПР уменьшается в 1,1-2,3 раза. Во многих случаях такое уменьшение значения ЭПР достаточно, чтобы дезинформировать электронную систему радиолокационного наведения объектов военной техники.

Измерения радиофизических параметров экспериментальных образцов РПМ и ЭМЭ, содержащих различные по природе, размерам и форме функциональные наполнители, показали, что практически все механизмы поглощения энергии ЭМИ (диэлектрические, магнитные, джоулевы потери и т.д.) могут быть реализованы в полимерных композитах. Хаотично распределенные в полимерном композите металлические спирали также вносят вклад в общую величину ослабления энергии СВЧ-излучения. Их вклад может быть более весомым при оптимизации размеров спиралей, направления и угла закрутки витков, количества витков, упорядочении их расположения в полимерной матрице и т.п. Перспективный путь совершенствования ЭМЭ – создание энантиоморфных (киральных) поглощающих сред [3, 4]. В каждой из этих спиралей под действием ЭМВ индуцируются одинаково значимые электрический дипольный момент и магнитный момент, направленные вдоль оси спирали. Поэтому материал, созданный на основе оптимальных спиралей, проявляет не только диэлектрические, но и магнитные свойства. Вблизи резонансной частоты относительная диэлектрическая проницаемость и относительная магнитная проницаемость метаматериала имеют приблизительно равные значения. Это равенство обеспечивает согласование входного импеданса поглотителя с волновым импедансом свободного пространства, то есть отсутствие отраженной волны.

Литература

1. Банный, В.А. Взаимодействие радиоволн СВЧ диапазона с полимерными гетерогенными системами и разработка электромагнитных экранов на основе полиэтилена: дис. ... канд. техн. наук: 01.04.07 / В.А. Банный. – Гомель, 2005. – 132 с.

2. Банный, В.А. Физико-химические и технологические особенности формирования полимерных композитных радиопоглощающих материалов / В.А. Банный, Л.С. Пинчук, В.А. Гольдаде // Материаловедение. – 2007. – № 6. – С. 17–24.

3. Семченко, И. В. Использование парных спиралей оптимальной формы для создания слабо отражающих покрытий в СВЧ диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Проблемы физики, математики и техники. – 2009. – № 1. – Р. 33–39.

4. Semchenko, I. V. Helices of optimal shape for nonreflecting covering / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // The European Physical Journal. Applied Physics. – 2010. – Vol. 49. – P.33002.

¹В.С. Бураков, ¹А.В. Буцень, ¹Н.Н. Тарасенко,
²Н.А. Соболев, ¹Н.В. Тарасенко

¹ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси»,
Беларусь,

²Университет г. Авейро, Португалия

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ СИНТЕЗ ЛЕГИРОВАННЫХ НАНОСТРУКТУР ОКСИДА ЦИНКА

Введение

Несмотря на то, что ZnO не является «новым» материалом для микроэлектроники и исследуется на протяжении нескольких десятилетий, интерес к исследованию и получению структур ZnO, в том числе наноразмерных, существенно возрос в последнее время [1]. Это обусловлено тем, что в сравнении с другими полупроводниковыми материалами, ZnO имеет более высокую энергию экситонного возбуждения, более устойчив к радиации и является многофункциональным материалом, обладая пьезоэлектрическими, ферроэлектрическими и ферромагнитными свойствами.

Особенности физико-химических свойств оксида цинка делают его перспективным материалом при создании светодиодов, излучающих в синей и УФ областях спектра, варисторов, пьезоэлектрических преобразователей, газовых сенсоров, и т.д. Обычно ZnO обнаруживает проводимость n-типа, поэтому получить образцы с дырочной проводимостью гораздо сложнее. Проблема легирования ZnO для получения образцов с проводимостью p-типа может быть связана с высокой энергией активации акцепторов, низкой растворимостью акцепторной примеси и влиянием эффекта

самокомпенсации на процесс легирования широкозонного полупроводника. Для увеличения концентрации акцептора в ZnO, были предложены метод совместного легирования (co-doping) с использованием азота и элементов III группы, таких как Al, In, а также метод двойного акцепторного легирования для получения ZnO p-типа, где два акцептора, таких как Li-N, N-As или N-Ag могут быть введены одновременно.

В данной работе представлены результаты исследований, направленных на формирование легированных наночастиц оксида цинка в процессах лазерной абляции в жидкостях, выяснение основных параметров, влияющих на свойства образующихся наночастиц. Исследованы состав, морфология, а также оптические свойства сформированных структур.

1. Экспериментальные методики

Для абляции использовался Nd:YAG лазер (длина волны 1064 нм, энергия импульса 90 мДж, частота повторения 10 Гц, время наработки 5 мин). Мишень закреплялась на дне прозрачного для лазерного излучения сосуда, заполненного дистиллированной водой, раствором нитрата аммония или смесью растворов нитрата аммония и коллоидного серебра. Лазерный луч фокусировался через слой жидкости толщиной ~2 см в пятно диаметром 0,4 мм на поверхности мишени с максимальной плотностью энергии около 250 Дж/см².

Для выяснения возможности формирования легированных наночастиц ZnO исследовалась последовательная лазерная абляция цинковой и серебряной мишеней в 0,01 М растворе нитрата аммония, с дополнительным лазерным облучением образующегося коллоидного раствора излучением второй гармоники Nd:YAG-лазера (532 нм, 90 мДж). Кроме того, использовалось лазерное облучение (532 нм) смеси коллоидов, приготовленных лазерной абляцией Zn и Ag мишеней в растворе нитрата аммония и дистиллированной воде (этаноле), соответственно. Исследовались параметры образуемых наночастиц методами оптической спектроскопии, электронной дифракции, просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии.

2. Результаты и их обсуждение

Спектры поглощения растворов полученных наночастиц состояли из широкой полосы в УФ области спектра с характерным для полупроводниковых материалов быстрым подъемом поглощения вблизи границы запрещенной зоны. На рисунке 1 приведены спектры поглощения коллоидных растворов, полученных при

последовательной лазерной абляции Zn и Ag мишеней, погруженных в 0,1 М раствор нитрата аммония, с последующим облучением смеси коллоидов излучением второй гармоники алюмоиттриевого лазера. Как видно из рисунка 1, в случае лазерной абляции Zn мишени в растворе нитрата аммония наблюдается заметное уменьшение наклона спектральной поглотительной способности на краю фундаментальной полосы поглощения по сравнению с раствором, полученным при лазерной абляции цинка в воде. Это может указывать на формирование легированных структур оксида цинка. Ширина запрещенной зоны при этом смещается в область меньших энергий по сравнению с нелегированным ZnO ($E_g = 3,37 \text{ eV}$).

Детали морфологической структуры синтезированных частиц получены с помощью просвечивающего электронного микроскопа LEO 906E (LEO, UK, Germany). На рисунке 2, представлены полученные изображения частиц. Как видно из микрофотографий частиц, при лазерной абляции цинковой мишени в 0,1 М растворе нитрата аммония образуются две группы частиц: обнаружены группы, состоящие из отдельных сферических частиц со средним диаметром в диапазоне 25-30 нм и группы столбикообразных частиц диаметром 40-60 нм и длиной 100-300 нм. Как видно из рисунка 2, столбикообразные частицы содержат включения мелких округлых наночастиц размером 1-10 нм

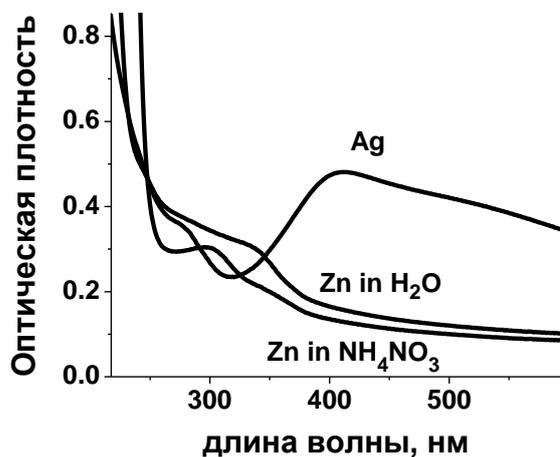


Рисунок 1 – Оптические спектры поглощения коллоидных растворов, полученных лазерной абляцией Ag и Zn мишеней в воде, а также Zn мишени в 0,01 М растворе NH_4NO_3

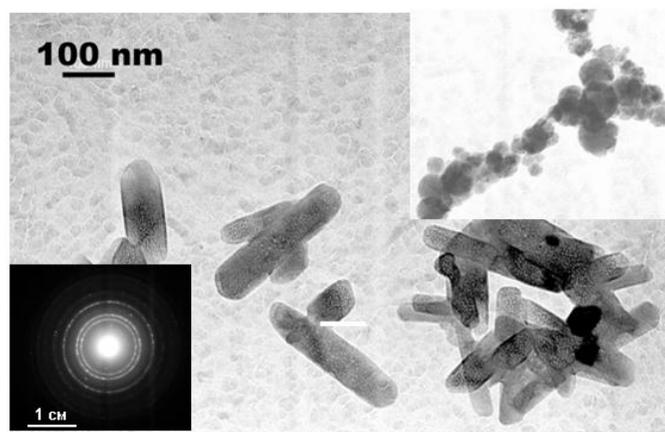


Рисунок 2 – ПЭМ изображение и электронная дифрактограмма наночастиц оксида цинка, полученных лазерной абляцией цинковой мишени в 0,1 М растворе нитрата аммония

Фазовый состав и кристаллическая структура полученных наноструктур изучались методом электронной дифракции. Результаты показали, что сферические частицы состоят из гексагонального оксида цинка в структуре вюрцита (пространственная группа $R\bar{3}m$ (186)) и цинка ($R\bar{3}m$ (194)), которым соответствуют самые интенсивные линии на дифрактограмме. Кроме того, наблюдаются отражения от плоскостей (111), (200), (220), (311), (222), (400) кубической фазы ZnO (структура каменной соли). Данная фаза является метастабильной и может быть получена при давлении более 10 ГПа. Следует отметить, что данная фаза не наблюдается на дифрактограмме столбикообразных частиц.

Анализ электронограмм позволил определить параметры кристаллической решетки полученного образца: $a=3,2009\text{\AA}$, $c=5,1988\text{\AA}$. При этом отношение $c/a=1,624$ превышает значение c/a , приведенное в литературных данных (1,602) и приближается к идеальному отношению c/a для вюрцита (1,633) [1], что указывает на тетрагональное искажение решетки ZnO [1].

Измерение фотолюминесценции (ФЛ) является важным для определения структурных дефектов и примесей в оксидных структурах. Наблюдаемые особенности ФЛ легированных образцов ZnO связаны с красным смещением, и уменьшением полосы ультрафиолетовой эмиссии вместе с появлением фиолетовой полосы на ~ 430 нм, которая может быть приписана поверхностным дефектам в образцах ZnO.

Заключение

Таким образом, в результате выполненных экспериментов установлены особенности состава, морфологии, а также оптических свойств наноструктур оксида цинка, формируемых методами лазерной абляции цинковой мишени в дистиллированной воде, растворе нитрата аммония и смеси растворов нитрата аммония и коллоидного серебра. Результаты микроструктурного анализа наночастиц оксида цинка, формируемых методом лазерной абляции цинковой мишени в растворе нитрата аммония и его смеси с коллоидным раствором серебра показали возможность варьирования морфологии, состава и структуры нанокристаллов оксида цинка при изменении экспериментальных условий.

Установлены основные физические факторы, определяющие люминесцентные свойства полученных наноструктур. Показано, что особенности фотолюминесценции легированных образцов ZnO, связанные с красным смещением и уменьшением интенсивности

полосы ультрафиолетовой эмиссии вместе с появлением фиолетовой полосы на 430 нм, наиболее вероятно вызваны поверхностными дефектами в образцах ZnO.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф12МС-006).

Литература

1. Zinc Oxide: From Fundamental Properties towards Novel Applications / C.F. Klingshirn [et al.]. – Springer, New York, 2010.

В.А. Груздев, В.Г. Залесский, П.Н. Солдатенко

УО «Полоцкий государственный университет», Беларусь

ИСТОЧНИКИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Введение

В последнее время, в связи с расширением области применения плазмохимических технологий (электронно-лучевое диспергирование и распыление диэлектрических материалов, нанесение многослойных покрытий и т.д.), усилился интерес к получению низкоэнергетичных пучков заряженных частиц с энергией до 5 кэВ [1]. Применение известных конструкций высокоэнергетичных плазменных источников электронов (ИЭП) затруднено, что обусловлено высоким первеансом низкоэнергетичного ускоряющего промежутка и, как следствие, высокой нестабильностью тока эмиссии из-за ионизационных и сопутствующих процессов. Поэтому существует необходимость создания специализированных источников таких пучков.

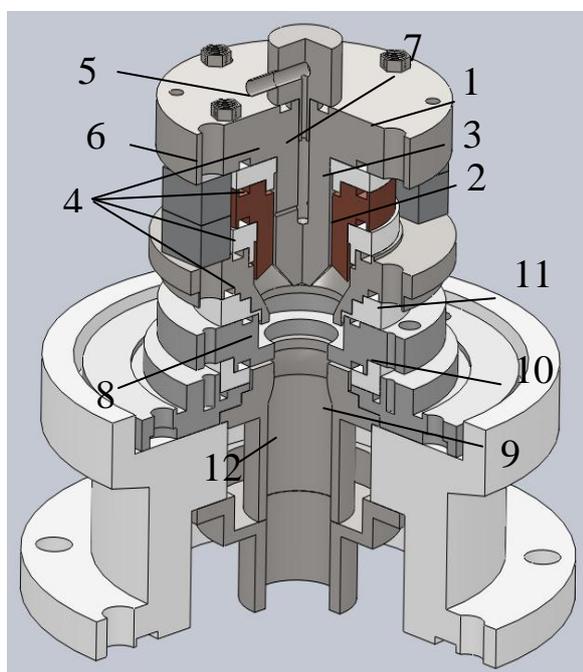
В данной работе представлены некоторые результаты, полученные при разработке низкоэнергетичных ИЭП, формирующих электронные и ионные пучки с параметрами, достаточными для реализации ряда технологий модификации поверхностей.

1. Конструкции экспериментальных источников

Возможно два способа реализации воздействия на обрабатываемую поверхность – пучковый, обусловленный воздействием пучками заряженных частиц, ускоренными в промежутке ускорения или

слоевой, основанный на использовании такой конструкции газоразрядной структуры, в которой обрабатываемое изделие является составной частью одного из электродов структуры.

На рисунке 1 представлен один из вариантов конструкции ИЭП на основе модифицированного отражательного разряда (ОРМ) с расширителем и дополнительным электродом, который позволяют формировать как электронные, так и ионные пучки. Наличие дополнительного электрода позволяет снизить влияние потенциала расширителя на условия горения разряда и расширить перечень вариантов подключения электродов, обеспечивающий поиск условий устойчивого горения разряда при максимальной эффективности эмиссии электронов и ионов.



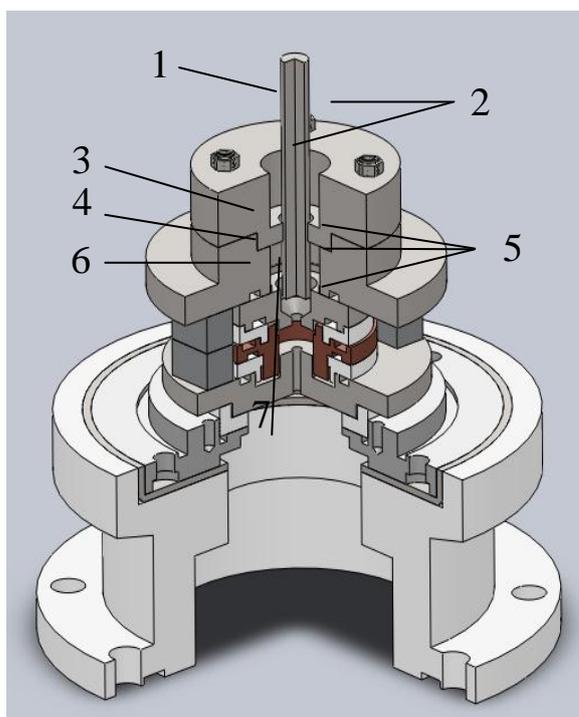
- 1 – внешний катод;
- 2 – внутренний катод; 3 – анод;
- 4 – изоляторы; 5 – напуск газа;
- 6 – постоянные магниты;
- 7 – отверстие для напуска газа;
- 8 – расширитель плазмы;
- 9 – ускоряющий электрод;
- 10 – фланец;
- 11 – дополнительный электрод;
- 12 – область размещения обрабатываемого изделия

Рисунок 1 – Внешний вид электродной структуры НИЭП на основе ОРМ с дополнительным электродом

Основная ионизация газа, осуществляется в области ограниченной внешним 1 и внутренним 2 катодами и анодом 3. Между катодами 1 и 2 с помощью постоянных магнитов 6 формируется магнитное поле, ограничивающее подвижность электронов из плазмы на анод 3. Из межкатодного пространства плазма проникает в расширитель 8, формируя эмитирующую поверхность. Обрабатываемое изделие устанавливается под расширителем и выполняет роль ускоряющего электрода с нулевым (заземлённым) потенциалом. Плазмообразующий газ в разрядную структуру напускается через канал в штуцере 5 и

катоде 1. При помощи фланца 10, разрядная структура соединяется с вакуумной камерой. Конструкция опорного изолятора и корпуса ИЭП определяются типом вакуумной камеры и технологическими условиями (интенсивность охлаждения, технологический цикл).

На рисунке 2 представлен вариант конструкции источника для слоевого воздействия на основе отражательного разряда с полым катодом (ОРПК).

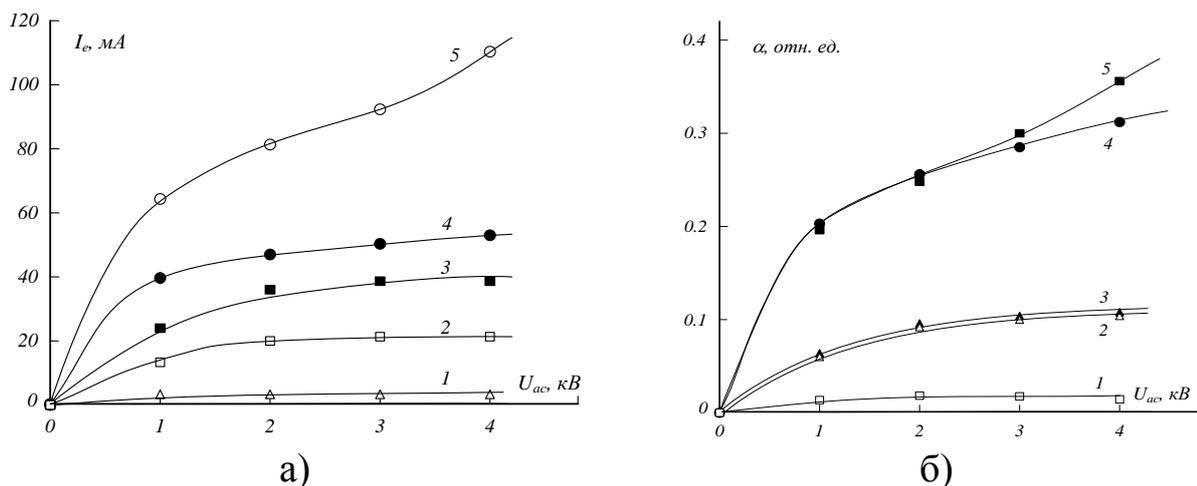


- 1 – обрабатываемое изделие;
- 2 – элементы узла вакуумного уплотнения изделия;
- 3 – полый катод; 4 – анод;
- 5 – изоляторы;
- 6 – элементы конструкции отражательного катода;
- 7 – отверстие для напуска или откачки газа

Рисунок 2 – Внешний вид электродной структуры НИЭП на основе ОРПК

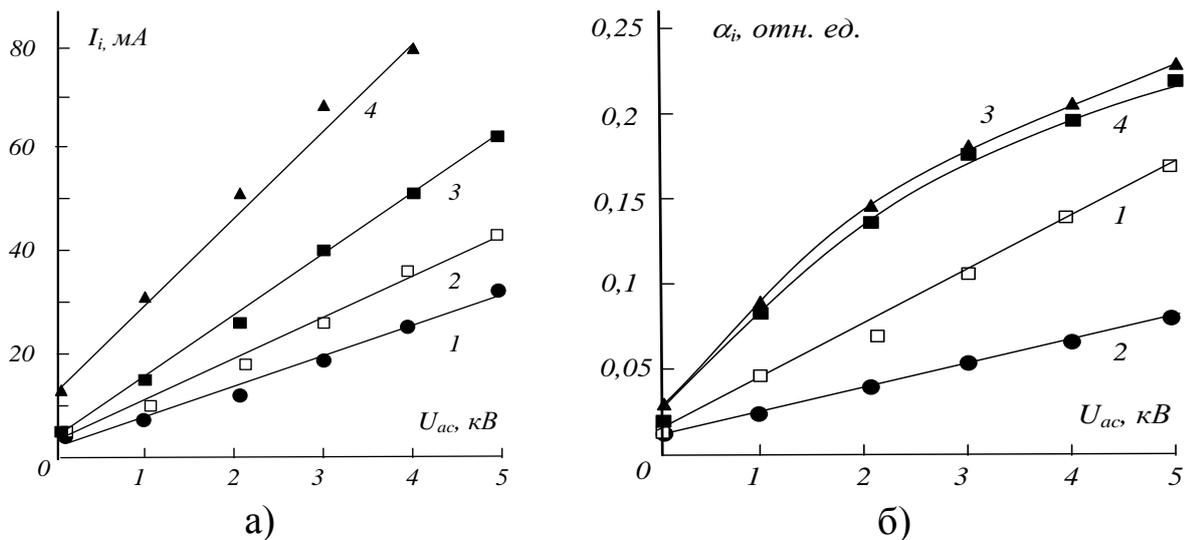
2. Экспериментальные характеристики

Исследования НИЭП на основе ОРМ проводились при различных длинах и потенциалах электрода-расширителя: анодный, катодный, промежуточный. Оказалось, что в зависимости от длины электрода-расширителя качественный вид ВАХ разряда при его различных потенциалах не изменяется, а только смещается в область больших напряжений горения разряда, что обусловлено изменением интенсивности ионизационных процессов. На рисунках 3-4 представлены некоторые характеристики разработанной конструкции. Из рисунков видно, что наиболее эффективная электронная эмиссия реализуется в случае промежуточного потенциала электрода-расширителя (рисунок 3, а кривые 4, 5), что обусловлено, вероятно, более высокой концентрацией плазмы, достигаемой в этих условиях. При этом величина тока разряда не влияет на эффективность извлечения (рисунок 3 б, кривые 4, 5).



а) ток разряда, мА: 2, 4 – 200; 1, 3, 5 – 350;
 потенциал расширителя: 1 – катодный, 2, 3 – анодный,
 4, 5 – промежуточный

Рисунок 3 – Электронный ток эмиссии (а)
 и эффективность извлечения (б) в НИЭП на основе ОРМ



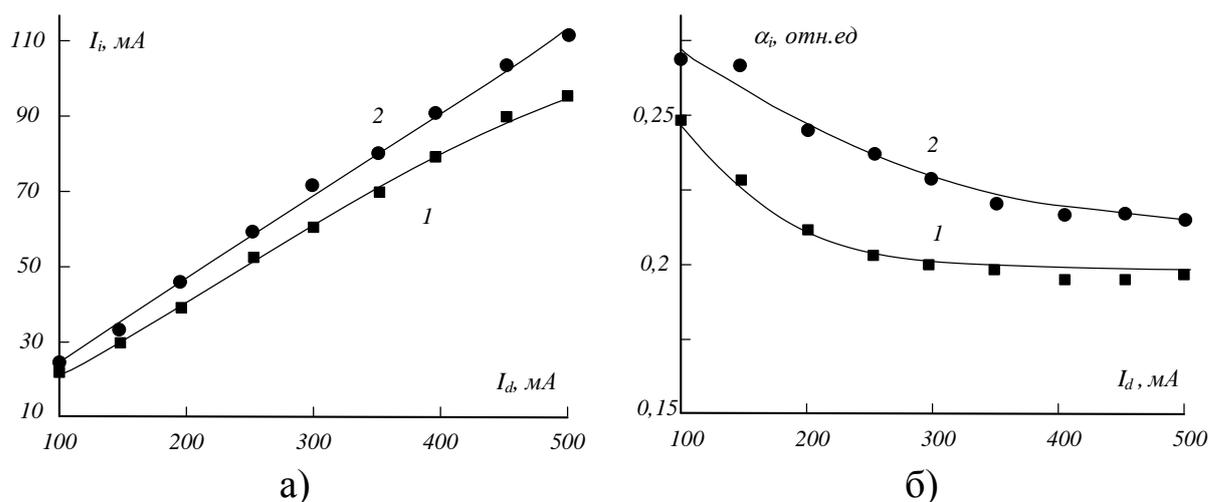
а) потенциал электрода-расширителя: 1, 2 – анодный, 3, 4 – катодный;
 ток разряда, мА: 1, 3 – 150, 2, 4 – 300; длина расширителя – 27 мм

Рисунок 4 – Ионный ток эмиссии (а)
 и эффективность извлечения ионов (б) в НИЭП на основе ОРМ

Отсутствие ускоряющего промежутка и более развитая плазменная эмитирующая поверхность в случае слоевого воздействия, делает перспективным разработку таких структур для модификации поверхности малогабаритных изделий, типа метчики, сверла, в которых модифицирующее воздействие является необходимым не на

весь объем детали, а только на его некоторую область (режущую часть). При этом, поскольку отбор электронов из области интенсивной ионизации приводит к срыву горения разряда, импульсный режим является наиболее предпочтительным для таких источников.

Представленный на рисунке 2 вариант конструкции источника на основе ОРПК, предназначен для обработки свёрл и метчиков. На рисунке 5 представлены его некоторые характеристики, анализ которых свидетельствует о перспективности разработки источников такого типа.



а: напуск газа: 1 – Q_1 , 2 – $Q_2 > Q_1$, б: напуск газа: 1 – Q_1 , 2 – $Q_2 > Q_1$;
отсутствие (1), наличие (2) дополнительных магнитов

Рисунок 5 – Зависимость ионного тока эмиссии (а) и эффективности извлечения ионов (б) от тока разряда

Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения разработанных конструкций для создания источников низкоэнергетичных пучков промышленного назначения. Для повышения токов эмиссии, увеличения эффективности воздействия и снижения технологического времени воздействия целесообразно применение импульсных режимов работы.

Литература

1. Плазменные эмиссионные системы с ненакаливаемыми катодами для ионно-плазменных технологий / В.Т. Барченко [и др.], под общ. ред. В.Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. – 220 с.

В.А. Емельянов

ОАО «Интеграл», Беларусь

НОВЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ПРИ ПРОИЗВОДСТВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Эволюция изделий интегральной микроэлектроники неотделима от прогресса в области техники корпусирования интегральных микросхем, которую еще 12-15 лет тому назад в отечественной электронной промышленности относили к разряду второстепенных, не требующих проведения широкомасштабных научных исследований и базирующихся на использовании возможностей имеющегося парка сборочного оборудования. За этот период решены многие находившиеся в центре внимания существенные проблемы по автоматизированному проектированию интегральных микросхем и по технологии формирования базовых элементов конструкции кремниевых кристаллов (чипов) с локальными легированными и встроенными диэлектрическими областями, которые имеют систему тонкопленочных контактов и межэлементных соединений на лицевой или же планарной стороне. Синтезированы новые материалы и созданы технологии повышающие функциональные возможности современной микро- и нанoeлектроники.

Резкое повышение интереса к технике корпусирования современных изделий интегральной микроэлектроники – БИС и СБИС, в которой центральное место занимает микромонтаж кристаллов, обусловлено в настоящее время следующими основными причинами.

Во-первых, достигнутые успехи в изготовлении кристаллов высокой функциональной сложности и степени интеграции становится трудно реализовать без принципиального совершенствования системы соединений в составе аппаратуры в целом, если рассматривать проблему комплексной микроминиатюризации аппаратуры. Действительно, согласно правилу Рента, число необходимых сигнальных выводов (входов-выходов БИС) равно $n = 4,5m^{0,4}$, где m – число вентилях в кристалле [1]. Добавив число выводов шин питания и заземления, составляющих до 25% от расчетного числа сигнальных выводов, получаем, что для современных схем памяти и логических схем, содержащих порядка 2500-7000 вентилях, число внешних выводов достигает 200. В ряде случаев разработчики вынуждены даже идти на некоторое функциональное усложнение схемы, если оно позволяет сократить число внешних выводов.

Во-вторых, несмотря на заметные успехи в масштабировании элементов БИС и использование микромощных режимов их работы, возрастание функциональной сложности кристаллов, сопровождающееся вместе с тем увеличением их габаритных размеров, все же приводит к росту рассеиваемой мощности. Заметной стала проблема обеспечения эффективного теплоотвода. Особенно резкий скачок в изменении указанных показателей отмечается за последние 5-6 лет. Поэтому конструктивная реализация современных БИС недостижима без увеличения габаритов всего корпуса, что, впрочем, не отвечает требованиям повышения быстродействия из-за роста распределенных паразитных сопротивлений и емкостей вследствие удлинения токоведущих элементов.

В-третьих, важнейшие проблемы микромонтажа кристаллов связаны с унификацией и автоматизацией технологических процессов, что является следствием жестких требований к высокой воспроизводимости в серийном производстве конкурентоспособных изделий микроэлектроники. Без достижения высокого процента выхода годных на этом блоке операций (по стандартам корпорации Fujitsu – 98÷99%) невозможно вести речь о международной деловой и технологической кооперации.

В-четвертых, ряд проблем микромонтажа кристаллов вытекает из задачи снижения стоимости сборочных операций и стоимости всего изделия за счет уменьшения расхода драгоценных металлов и кобальтсодержащих сплавов.

На наш взгляд, принципиальный подход к решению накопившихся научно-технических проблем микромонтажа кристаллов заключается в разработке адекватных современным требованиям тонкопленочных покрытий и технологий их формирования, а также соответствующих методов подсоединения микропроволочных и балочных выводов и создания твердотельных соединений кристалла с основанием корпуса таким образом, чтобы фактически реализовать важнейшую задачу интегральной технологии – создание твердотельной структуры в системе «полупроводниковый кристалл – внешние выводы корпуса БИС».

Действительно, до настоящего времени разработки в области тонкопленочных покрытий выполнялись, в основном, с целью решения каких-либо отдельных задач, например, повышения устойчивости к электромиграции, возможности реализации самосовмещения затвора с областями истока и стока МОП-транзисторов в составе БИС, снижения электросопротивления

словарных шин благодаря использованию низкоомных силицидов тугоплавких металлов и т. д.

В научно-технической литературе и патентных источниках не приводится достаточно систематизированных сведений по технологическим закономерностям формирования такого класса покрытий, результатам комплексного исследования свойств получаемых пленочных покрытий. В большинстве публикаций ведущих западных фирм, производящих оборудование высокого класса для достижения указанных целей, эти составляющие «ноу-хау» вопросы остаются за рамками рекламных сообщений.

Таким образом, проблема получения высококачественных функциональных тонкопленочных покрытий с высокой воспроизводимостью свойств, отвечающих требованиям к операциям микромонтажа кристалла, является актуальной и требует комплексного решения целого ряда задач, в том числе по обоснованному выбору материалов и пленочных структур на основе недефицитных металлов и сплавов, оптимизации режимов реализации технологического процесса нанесения покрытий и посадки кристаллов на основания корпуса (выводную рамку) в условиях обеспечения наивысшей производительности процесса изготовления и качества изделий микроэлектроники и наноэлектроники.

Литература

1. Парфенов, О.Д. Технология микросхем / О.Д. Парфенов. – М.: Высшая школа, 1986. – 320 с.

В.Н. Мышковец, А.В. Максименко, Г.А. Баевич

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ ВНУТРЕННИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЕТАЛЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ИЗ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Выполнение лазерной наплавки и термообработки на внутренних поверхностях деталей цилиндрической формы изготовленных из конструкционных материалов для восстановления их

работоспособности и увеличения износостойкости актуально во многих отраслях современной промышленности.

В связи с тенденцией специализированного использования лазерного технологического оборудования большое значение приобретает вопрос об оптимизации режимов работы лазерных устройств применительно к конкретным технологическим операциям.

Одной из основных проблем при обработке внутренних поверхностей деталей является доставка лазерного излучения в зону обработки. Значительные трудности возникают при проведении импульсной лазерной наплавки, обусловленные необходимостью защиты оптических элементов от воздействия продуктов испарения металлов, разработкой специальных устройств подачи присадочного материала и визуального контроля за процессом наплавки.

В работе представлены разработанные и изготовленные оптико-механические модули и устройства для импульсной лазерной обработки внутренних поверхностей деталей цилиндрической формы из конструкционных материалов (высокопрочные среднелегированные стали, алюминиевые и титановые сплавы) [1]. Использование данных устройств позволяет производить обработку крупногабаритных изделий, находящихся на удалении от лазерной установки и в труднодоступных местах.

Оптико-механические модули и устройства могут быть использованы в составе лазерных технологических комплексов.

Внешний вид лазерной технологической установки, в состав которой входит оптико-механический модуль для обработки внутренних поверхностей деталей цилиндрической формы, представлен на рисунке 1.

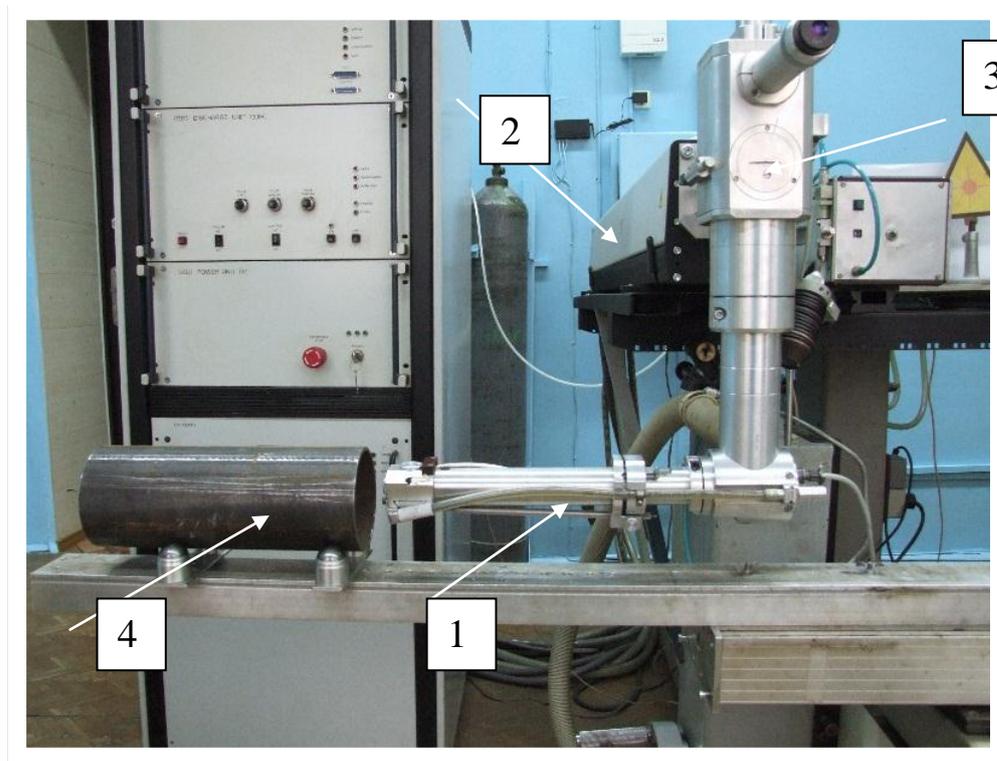
Установка оснащена блоком питания и управления обеспечивающим изменение параметров импульсного лазерного излучения (энергии, частоты следования, формы и длительности импульсов):

- максимальная амплитуда выходного тока – 500 А;
- диапазон регулировки амплитуды выходного тока – (50 ÷ 500) А;
- напряжение заряда накопительной батареи конденсаторов – до 650В;
- максимальная суммарная средняя мощность источника питания при работе двух разрядных каналов – до 12 кВт;
- максимальная частота повторения импульсов тока – 200 Гц;
- диапазон изменения длительности импульсов тока – (0,25 ÷ 20)·10⁻³с.

Лазерное излучение в излучателе генерируется в кристаллах АИГ: Nd⁺³, расположенных последовательно по схеме генератор –

усилитель накачиваемых световым излучением импульсных ламп. Размер активных элементов $(6,3 \times 130) \cdot 10^{-3}$ м.

Длина волны излучения 1,064 мкм, а максимальное значение средней мощности 400 Вт. Диаметр лазерного пучка на выходе из резонатора $8 \cdot 10^{-3}$ м.



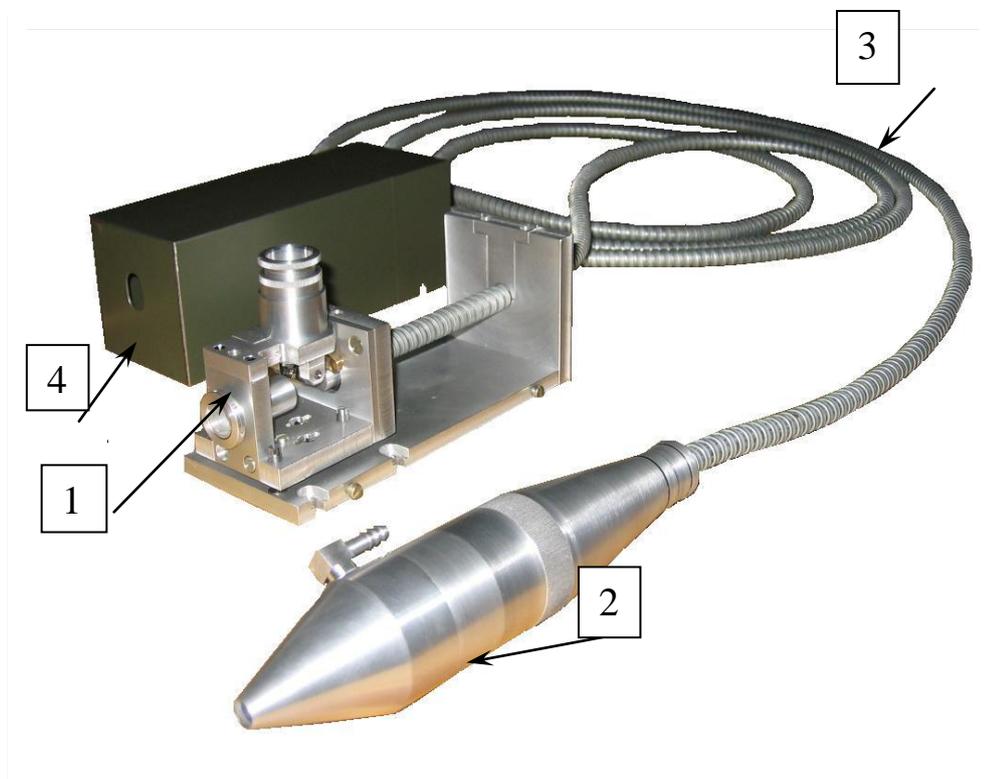
1 – оптико-механическое устройство; 2 – лазерный излучатель; 3 – канал визуального наблюдения; 4 – обрабатываемая деталь

Рисунок 1 – Лазерная технологическая установка для обработки внутренних поверхностей изделий цилиндрической формы

Установка снабжена программно-управляемым координатным столом для перемещения и вращения обрабатываемых деталей.

В состав оптико-механического модуля для обработки внутренних поверхностей входят оптические системы для формирования лазерного пучка в плоскости обработки и визуального наблюдения за процессом обработки с возможностью вывода изображения на монитор. Модуль содержит устройства для подачи присадочного материала и газовой среды в зону обработки, защиты оптических элементов от продуктов испарения металлов. Для освещенности зоны обработки разработана специальная система на базе светоизлучающих диодов.

На рисунке 2 приведено оптоволоконное устройство для обработки крупногабаритных изделий находящихся на удалении от установки.



1 – узел ввода излучения; 2 – узел вывода излучения,
3 – световод в защитной оболочке, 4 – защитный кожух

Рисунок 2 – Оптоволоконная приставка для обработки крупногабаритных изделий, находящихся на удалении от лазерной установки

Световодная приставка включает в себя оптико-механическое устройство ввода лазерного излучения в световод 1, световод в защитной оболочке 3, устройство вывода и фокусировки излучения 2 и защитный кожух 4.

Характеристики световодной приставки:

- расходимость излучения на выходе из коллиматора – $(4 \div 5)$ мрад;
- диаметр пучка сфокусированного излучения – до 45 мм;
- диаметр пятна излучения в плоскости обработки – $(400 \div 600)$ мкм;
- фокусное расстояние объектива – до 90 мм;
- тип применяемых световодов – DSCF-1-400/600, 2LWF 600/660;
- тип оптического разъема – отсоединяемый.

Устройство ввода содержит объектив для фокусировки лазерного излучения и визуальный канал для точного наведения лазера на торец световода.

Узел ввода излучения в световод обеспечивает ввод излучения с эффективностью не менее 80 %. Оптический разъем световода обеспечивает фиксацию световодного волокна диаметром до 0,6 мм, и крепление защитной оболочки.

С использованием представленного оборудования разработаны технологии и оптимизированы технологические режимы импульсной лазерной наплавки присадочных материалов в виде проволоки на внутренние поверхности деталей из высокопрочных конструкционных сталей [2]: оптимальной формой импульса лазерного излучения, используемого в данной технологии, является импульс с крутым передним и убывающим задним фронтом, его временные характеристики: длительность переднего фронта нарастания $(0,5 \div 0,8) \cdot 10^{-3}$ с; длительность импульса по уровню 0,5 от значения его амплитуды $(4 \div 6) \cdot 10^{-3}$ с; длительность импульса по уровню 0,1 от минимального значения до $12 \cdot 10^{-3}$ с. Частота следования импульсов лазерного излучения до 7 Гц. При наплавке присадочного материала диаметром 0,5 мм энергия в импульсе составляет 12-15 Дж.

Наплавка алюминиевых сплавов АК-6, АК-8 выполняется импульсом специальной формы [3], включающей в себя области с установленными значениями плотности мощности: для испарения оксидной пленки $q_1 = 2,0 \cdot 10^{12}$ Вт/м², для плавления $q_2 = 2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/м² и отжига металла в состоянии кристаллизации $q_3 = 1,5 \cdot 10^7$ Вт/м², частота следования импульсов лазерного излучения до 10 Гц.

В технологии наплавки титановых сплавов ВТ1-0 и ПТ7-М используется импульс с крутым передним и убывающим задним фронтом длительностью $4 \cdot 10^{-3}$ с и энергий от 8 до 10 Дж, с при частоте следования импульсов 5 Гц [4].

При термообработке сталей ХВГ и У8 с хромовым покрытием толщиной 6-8 мкм лазерными пучками энергией от 30 до 40 Дж, длительностью $7 \cdot 10^{-3}$ с установлено увеличение микротвердости покрытия до 1000 кг/мм² относительно исходной $(600 \div 700)$ кг/мм² [5].

Разработанные технологии и оборудование внедрены на предприятиях оборонной промышленности «558 АРЗ» г. Барановичи и ВЧ №63604 г. Гомель, а также на предприятиях ОАО «Гомсельмаш» и ПЧУП «Светотехника».

Литература

1. Лазерная установка для обработки внутренней поверхности изделия; пат. № 9973 Респ. Беларусь, МПК 7 В 23К 26/00 / В.Н.Мышковец, А.В. Максименко, Г.А. Баевич, И.Л. Полторан, В.В.Лелекин; заявители Гом. гос. ун-т. им. Ф. Скорины – № и 20130474; заявл. 06. 06. 2013; опубл. 02.08.2014.
2. Максименко, А.В. Влияние длительности импульсов лазерного излучения на свойства наплаваемых высокопрочных сталей / А.В.Максименко, В.Н. Мышковец, Г.А. Баевич // Вестник ГГТУ им.П.О. Сухого. – 2013. – № 2 (53). – С. 61–66.
3. Способ лазерной сварки металлов; пат. № 7130 Респ. Беларусь, МПК 7 В 23К 26/00 / В.Н. Мышковец, А.В. Максименко, С.В.Шалупаев, А.Н. Тучин, С.Н. Юркевич; заявители Гом. гос. ун-т. им. Ф. Скорины, РУПП «558 Авиационный ремонтный завод» – № и 20020004; заявл. 01. 04. 2002; опубл. 30.09.2003.
4. Особенности лазерной сварки титановых сплавов содержащих α и β фазы / Мышковец В.Н. [и др.] // Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины. – 2006. – № 6. – Ч.2. – С. 139–142.
5. Лазерная термообработка сталей У8 и ХВГ с хромовым покрытием / Мышковец В.Н. [и др.] / Metalloobrabotka. – 2003. – №6. – С. 31–33.

С.В. Пискунов, И.И. Злотников, А.Ю. Жура

**УО «Гомельский государственный технический университет
имени П.О. Сухого», Беларусь**

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ МИКРОПЛАЗМЕННЫМ АНОДИРОВАНИЕМ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Микроплазменное анодирование (МПА) широко применяется в последнее время для получения на алюминии и его сплавах оксидно-керамических покрытий различного функционального назначения. Регулируя составы электролита и режимы проведения анодирования можно получать антикоррозионные, износостойкие, декоративные,

диэлектрические и другие покрытия [1, 2]. Известно, что атомы легирующих элементов, входящие в состав оксидируемого алюминиевого сплава внедряются в кристаллическую решетку оксидов алюминия, изменяя структуру и свойства получаемого покрытия [1, 3]. Но такой способ управления кристаллической структурой покрытия имеет очень ограниченное применение. Имеются литературные данные о том, что при МПА возможен переход ионов металлов и неметаллов из электролита в объем формируемого оксидного слоя, что изменяет его физико-химические свойства. [4, 5]. В настоящее время не разработан механизм направленного регулирования кристаллической структуры оксидных покрытий методом внедрения ионов из электролитов. Это связано с тем, что процесс МПА является крайне неравновесным термодинамическим процессом, неравновесность которого поддерживается постоянным подводом энергии большой плотности ($\sim 10^{10}$ Дж/м³) и вещества.

В настоящей работе исследованы особенности МПА алюминиевых сплавов, в щелочных электролитах, содержащих ионы поливалентных металлов и их влияние на кристаллическую структуру и свойства получаемых покрытий. Кроме того, проведены исследования по поиску путей снижения энергозатратности процесса МПА.

В качестве основного материала для исследований использовали фольгу алюминиевую марки АД1 толщиной 100 мкм. Процесс МПА проводили в анодно-катодном режиме с использованием переменного тока частотой 50 Гц. Плотность тока поддерживали равной 5-10 А/дм², напряжение изменяли в пределах 0-400 В. В качестве базового электролитов использовали растворы натриевого жидкого стекла (ЖС) и гидроксида калия (КОН). Для обеспечения легирования покрытий примесными атомами в состав электролитов вводили водорастворимые соли железа, кобальта, никеля, молибдена и меди в количестве 0,1-0,5 г/л.

Для определения оптимального базового состава электролита были проведены исследования по влиянию концентрации ЖС и КОН на режим формирования покрытия. На рисунке 1 приведены характерные зависимости напряжения формирования покрытий от времени обработки в электролитах типичного состава. Наиболее стабильными параметрами характеризуется процесс нанесения покрытия в электролите, содержащем 6,5 г/л ЖС и 2,5 г/л КОН (кривая 1). Процесс продолжается в течение длительного

(более 3 часов) времени в микроискровом и микродуговом режимах при постоянном напряжении около 400 В. В таком режиме были получены плотные и прочные покрытия толщиной до 100 мкм, состоящие практически из чистого оксида алюминия.

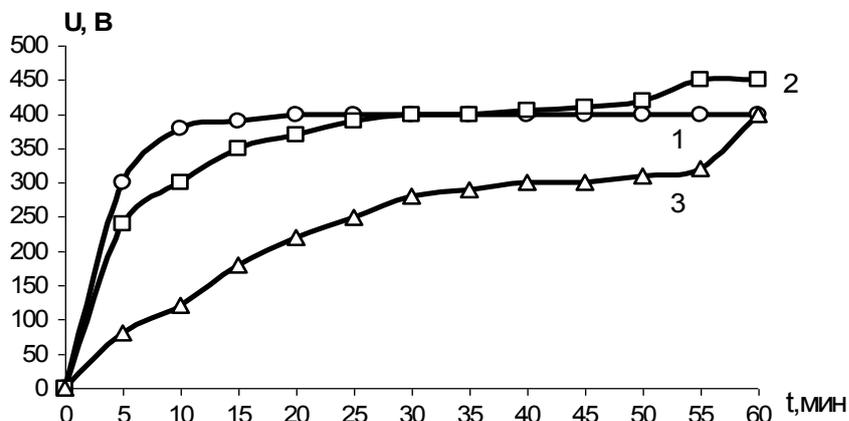


Рисунок 1 – Зависимости напряжения формирования покрытий от времени

При использовании электролита, содержащего 5 г/л ЖС и 2 г/л КОН (кривая 2), процесс вначале идет аналогично первому режиму, однако, при достижении толщины покрытия около 50 мкм начинается осаждение диоксида кремния, что приводит к разрыхлению поверхностного слоя покрытия, требует повышения напряжения, которое в дальнейшем ведет к переходу от микродугового к дуговому режиму и разрушению покрытия. При использовании в качестве электролита раствора ЖС в количестве 15 г/л процесс МПА начинается при более низких напряжениях, рост толщины происходит более интенсивно за счет осаждения диоксида кремния, что требует постоянного увеличения напряжения (кривая 3). Покрытия, получаемые по третьему режиму, только в самом нижнем слое состоят из оксида алюминия, а далее все более обогащаются кремнием, и представляют собой алюмосиликаты различного состава. Поверхностный слой состоит практически полностью из чистого оксида кремния. Установлено, что ведение в состав рабочего электролита ионов поливалентных металлов не оказывает принципиального влияния на характер протекания процессов МПА, лишь несколько понижается напряжение, что связано с увеличением проводимости раствора. Покрытия, формируемые в таких электролитах, имеют характерную окраску, связанную с внедрением

примесных ионов в кристаллическую структуру Al_2O_3 . Свойства некоторых покрытий, сформированных при оптимальном режиме, приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Свойства модифицированных покрытий

Характеристика	Модификатор электролита				
	нет	$CuSO_4$	$NiSO_4$	$FeSO_4$	$K_2Cr_2O_7$
Толщина, мкм	65	70	70	60	65
Микротвердость, ГПа	16,0	18,0	18,0	15,5	16,0
Шероховатость Ra, мкм	0,25	0,25	0,25	0,24	0,23
Адгезия к ПА 6, кН/м	1,42	1,88	1,84	1,55	1,98

Как следует из представленных данных, введение легирующих ионов в состав керамического покрытия приводит к улучшению их физико-механических свойств. Интересно отметить, что адгезия полиамида 6 (ПА 6) к модифицированным покрытиям увеличивается в среднем на 35%, хотя шероховатость поверхности при этом не изменяется. Это свидетельствует об увеличении химического взаимодействия между полимером и керамическим покрытием.

Химическое взаимодействие между полимером и оксидной пленкой на поверхности алюминия может протекать по следующим механизмам. Известно [6], что наличие в полимере даже небольшого числа карбоксильных, амидных или гидроксильных групп значительно увеличивает адгезию, вследствие образования водородных связей с гидратированной поверхностью оксида алюминия. В случае дегидратированной поверхности Al_2O_3 термоокисленный полимер взаимодействует с координационно-ненасыщенными ионами Al^{3+} с образованием комплексных соединений [6]. Кроме того, при взаимодействии термоокисленных полимеров с оксидированной поверхностью алюминия образуются и связи типа $Al-O-C$, $Al-C-O$, $Al-N$ [7]. В случае замены некоторых атомов Al на примесные атомы Cu, Ni, Fe и особенно Cr, адгезия, как следует из таблицы 1 значительно возрастает. Наличие примесных атомов в структуре покрытия было подтверждено по спектрам диффузного отражения, полученных на приборе Cary-300 компании Varian в оптическом диапазоне 190-900 нм.

Таким образом, легирование оксидно-керамических покрытий, получаемых методом МПА на поверхности алюминия примесными атомами поливалентных металлов позволяет направленно управлять

топографией и физическими свойствами поверхности, что расширяет области применения алюминиевых сплавов.

Литература

1. Белеванцев, В.И. Микроплазменные электрохимические процессы. Обзор / В.И. Белеванцев, О.П. Терлеева, Г.А. Марков // Защита металлов. – 1998. – Т. 34. – № 5. – С. 469–484.
2. Области применения и свойства покрытий, получаемых микродуговым оксидированием / Э.С. Атрощенко [и др.] // Физика и химия обработки материалов. – 1996. – № 3. – С. 8–11.
3. Состав и структура упрочненного поверхностного слоя на сплавах алюминия, получаемого при микродуговом оксидировании / В.А. Федоров [и др.] // Физика и химия обработки материалов. – 1988. – № 4. – С. 92–97.
4. Богута, Д.Л. Формирование при потенциалах искрения Р- и Ni-содержащих анодных покрытий на сплаве алюминия // Д.Л. Богута [и др.] / Журнал прикладной химии. – 2000. – № 8. – С. 1296–1300.
5. Гнеденков, С.В. Износостойкие и жаростойкие покрытия на поверхности алюминия / С.В. Гнеденков, О.А. Хрисанфова, А.Г.Завидная // Журнал прикладной химии. – 2000. – № 4. – С.541–547.
6. Дорфман, А.М. Формирование координационных связей на границе оксид алюминия – полипропилен / А.М. Дорфман, А.М.Ляхович, С.М. Решетников // Защита металлов. – 1998. – Т. 34. – № 2. – С. 134–138.

М.А. Подалов, И.В. Семченко

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

СОЗДАНИЕ ПЛАНАРНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ОМЕГА-ЭЛЕМЕНТОВ С ПОМОЩЬЮ ВАКУУМНО–ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

В настоящее время в мире проводятся многочисленные исследования метаматериалов [1, 2]. К метаматериалам относят такие искусственные структуры, которые обладают свойствами, не встречающимися у природных материалов. Объектом нашего исследования является омега-элемент как составляющая метаматериалов. Искусственные омега-структуры не являются

киральными, но обладают магнитоэлектрическими свойствами. Основными предметами исследования являются коэффициент эллиптичности, мощность отраженной и прошедшей волн. Оптимальные параметры омега-элемента были рассчитаны ранее с помощью моделей квазистационарного и гармонического тока [3].

Используя метод распыления вещества на подложку с помощью магнетрона, образованную фторопластом и полиамидом, получены материалы, обладающие свойствами метаматериалов. На подложку из фторопласта или полиамида распылялась медь через маску, содержащую 24 выреза омега-подобной формы. После использования магнетронного распыления получены две плоские двумерные анизотропные решетки (рисунок 1). Исследована эллиптичность волн при отражении от экспериментальных образцов.

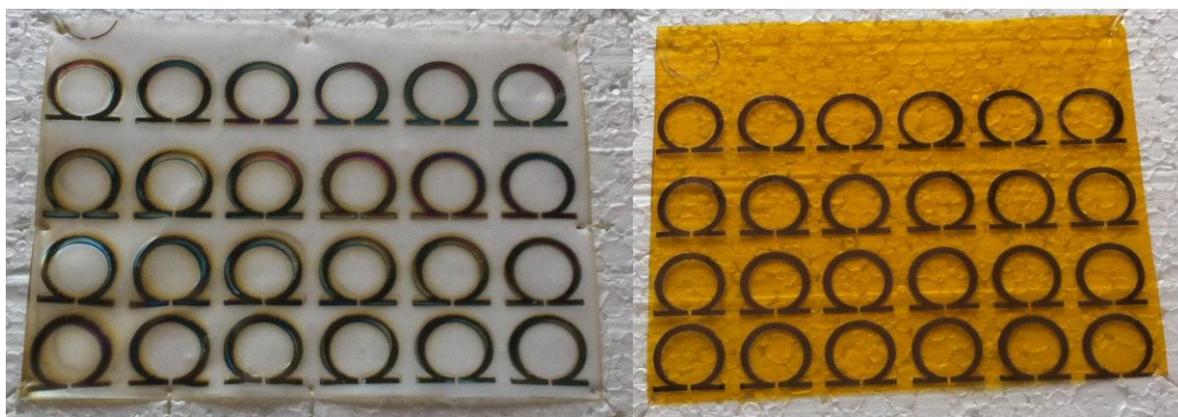


Рисунок 1 – Изготовленные образцы с омега-структурами
(а – фторопласт; б – полиамид)

Структуры исследовались в безэховой камере, в частотном интервале $2,5 \div 3,8$ ГГц. Вектор напряженности электрического поля \vec{E} направлен по оси X, т.е. вдоль плеч омега-элемента. Волновой вектор \vec{k} направлен под углом 45 градусов к плоскости решетки.

Изготовлены два образца, содержащие омега-элементы со следующими параметрами:

$$r=6,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}, L=0,05 \text{ м}, d=15,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, a=7,5 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

где r – радиус витка, d – толщина прорези, a – расстояние между плечами в образце.

Проведены исследования коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отраженной от образца, в зависимости от частоты падающего излучения. Коэффициент эллиптичности

К отраженной волны вычисляли непосредственно из поляризационной диаграммы как отношение минимального и максимального значений уровня сигнала, которые определяли по индикаторам приемника. В результате проведенных экспериментов в безэховой камере была получена зависимость коэффициента эллиптичности K отраженной волны от частоты падающей волны.

В процессе эксперимента плечи омега – структуры лежали в плоскости падения. Исследовали два случая. В первом случае колебания вектора напряженности электрического поля перпендикулярны плечам омега-элементов (рисунок 2).

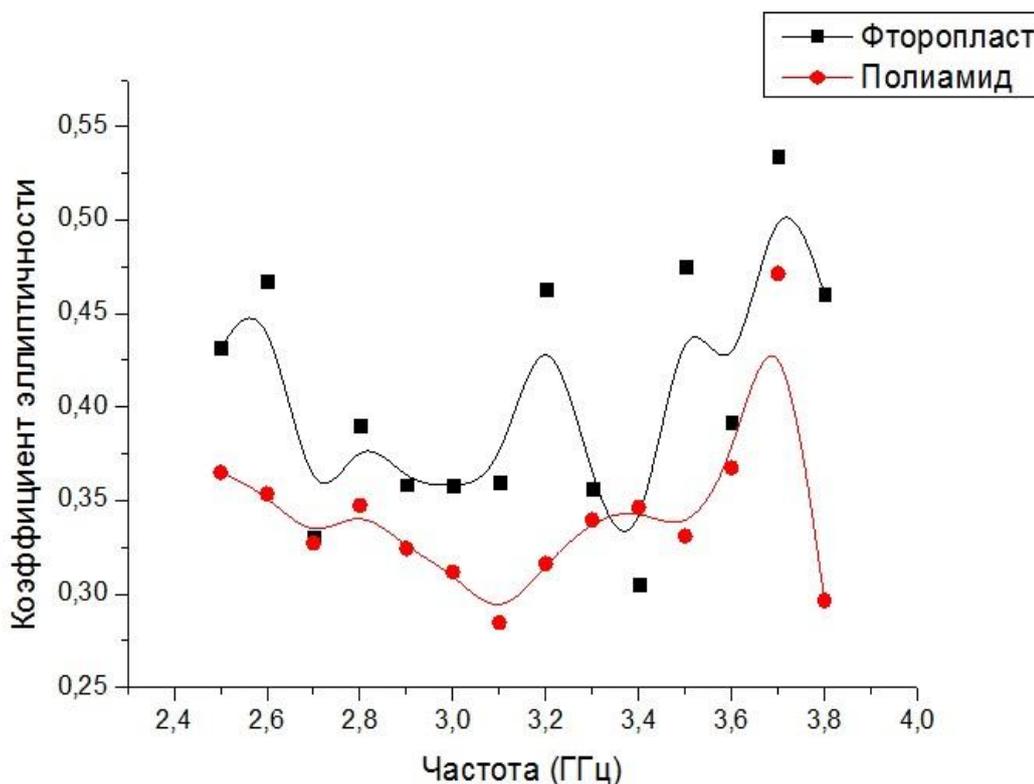


Рисунок 2 – График зависимости коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отражённой от двумерной решетки, образованной 24 омега-элементами, от частоты сигнала

Во втором случае вектор напряженности электрического поля падающей волны ориентирован параллельно плечам омега-элемента (рисунок 3).

Как видно из графиков, коэффициент эллиптичности достигает значения $K=0,57$ на частоте 3,7 ГГц и $K=0,41$ на частоте 2,6 ГГц (рисунок 2) для фторопласта, $K=0,37$ на частоте 3,8 ГГц и $K=0,47$ на частоте 3,7 ГГц (рисунок 3) для полиамида.

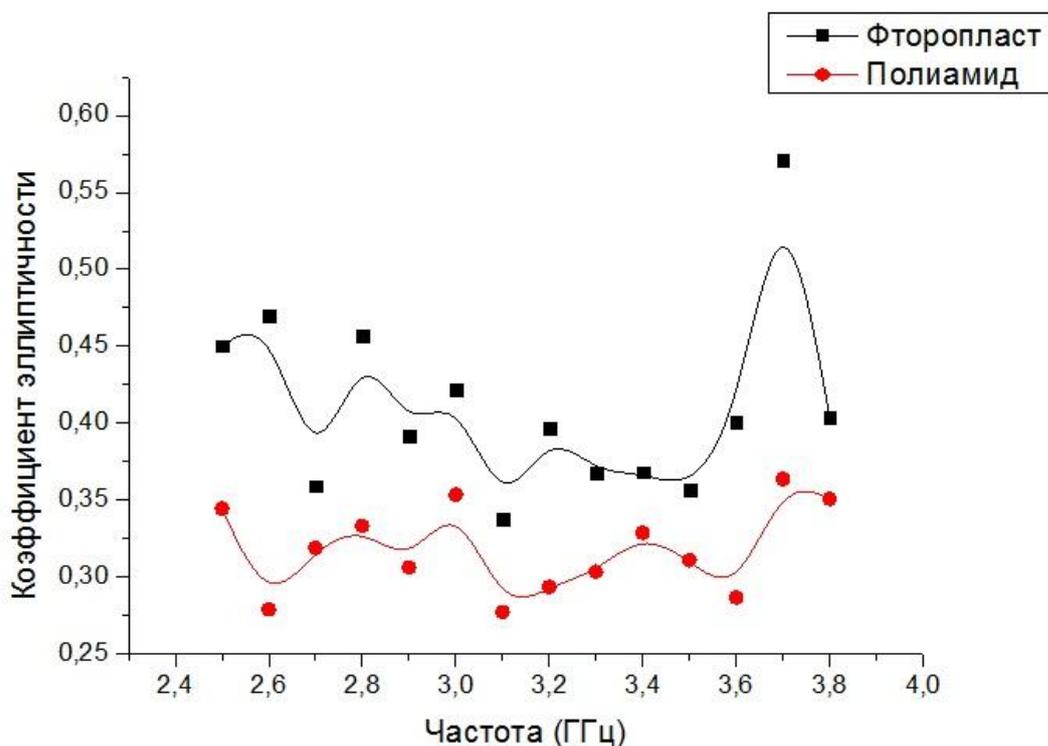


Рисунок 3 – График зависимости коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отражённой от двумерной решетки, образованной 24 омега-элементами, от частоты сигнала

Использование вакуумно-плазменных технологий магнетронного распыления на полимерные подложки, образованные полиамидом и фторопластом, позволило создать метаматериалы с поляризационными свойствами. Данный вид метаматериалов образован тонкой пленкой распыленного металла (меди) на полимерную подложку, в виде 24-х омега-элементов оптимальной формы. Исследования в безэховой камере, в сантиметровых волнах СВЧ диапазона, показали способность двумерных решеток на основе полиамида и фторопласта преобразовывать линейнополяризованный сигнал с наибольшей эллиптичностью $K=0,53-0,57$ на частоте 3,7 ГГц на фторопластовой подложке и наибольшей эллиптичностью $K=0,36-0,47$ на частоте 3,7 ГГц на полиамидной подложке. Отличия в поляризационных свойствах обусловлены различной диэлектрической проницаемостью подложек, у фторопласта $\epsilon=2,1$ и у полиамида $\epsilon=4$. Данный метод нанесения метаматериалов на полимерные подложки обладает рядом преимуществ перед другими методами получения метаматериалов: отличается относительно высокой точностью в изготовления образцов; возможно промышленное производство, т.к. планарное расположение элементов позволяет наносить элементы на

большие поверхности не меняя существенно производственный цикл, нанесение пленок требует значительно меньшего количества распыляемого материала, чем при других методах изготовления.

Литература

1. Advances in Complex Electromagnetic Materials / A. Priou [et al.] // Kluwer Academic Publishers, 1997. – Vol. 28. – P. 32–37.

2. Electromagnetics of bi-anisotropic materials: Theory and applications, / A.N. Serdyukov [et al.] // Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 2001. – P. 308–321.

3. Подалов, М.А. Оптимальная форма омега-включений для метаматериалов / М.А. Подалов, И.В. Семченко // Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины. – 2009. – № 4. – Ч. 2. – С.172–176.

И.У. Примак, А.В. Хомченко, И.А. Корнеева

Белорусско-Российский университет, Беларусь

МЕТОДЫ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ НАНОРАЗМЕРНЫХ СЛОЕВ НА КРЕМНИИ

Оптические исследования наноразмерных покрытий представляют определенный интерес для микро- и оптоэлектроники. По мере развития нанотехнологии все более необходимыми становятся методы неразрушающего многопараметрического определения свойств структур [1, 2]. При этом рассматриваемые структуры часто являются неоднородными, диэлектрическая проницаемость каждого слоя которых описывается некоторой функцией (и необязательно имеет ступенчатый характер), поэтому развитие существующих оптических методов измерения для оценки параметров наноразмерных слоев является актуальной задачей.

1. ПЭВ-спектроскопия металлических слоев

Одним из методов контроля параметров металлических слоев является ПЭВ-спектроскопия, основанная на обработке угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка $R(\gamma)$ при возбуждении плазмонных мод. Благодаря локализации в окрестности поверхности металла ПЭВ крайне чувствительны к состоянию

границы раздела, а также к наличию слоев, осажденных на поверхность металлической пленки. Для измерения $R(\gamma)$ обычно используется установка, принципиальная схема которой приведена в [1]. В работе представлены результаты измерения для пленок из алюминия и золота. Полученные зависимости $R(\gamma)$ для пленки Au приведены на рисунке 1. Показано, что для пленок металла толщиной в диапазоне от 5 нм до 0,2 мкм, предлагаемый подход достаточно эффективен (погрешность определения параметров не превышает 10%).

2. Рефлектометрия нанослоев металла

При измерении параметров металлических пленок было замечено, что точность измерений возрастает с ростом толщины буферного слоя, что позволило отказаться от использования призмы связи в установке для волноводной спектроскопии. В таком случае параметры металлического слоя, толщина которого может составлять 1-2 нм, определяют путем обработки угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка от поверхности исследуемой структуры.

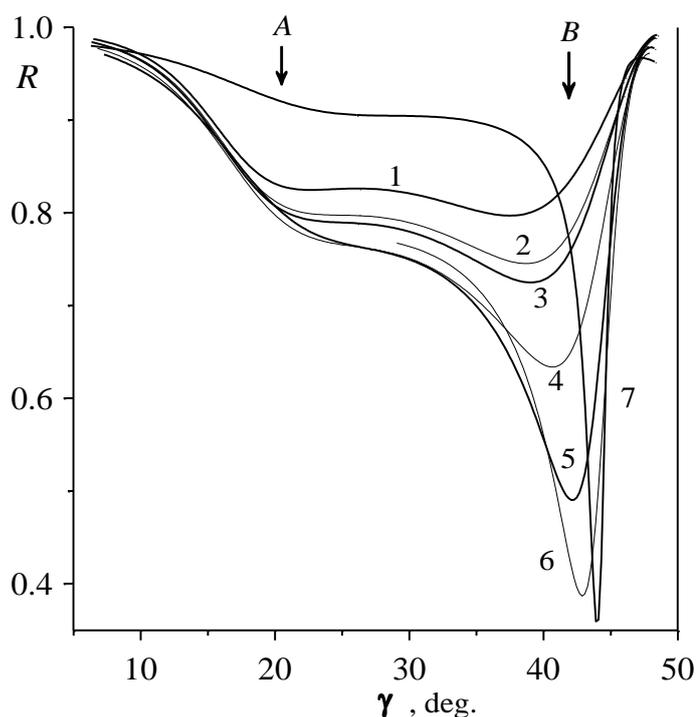


Рисунок 1 – Зависимость $R(\gamma)$ для пленки Au, нанесенной на основание призмного устройства связи (толщина пленки 12 нм, 14, 16, 20, 25, 30 и 50 нм – кривые 1–7 соответственно), $\lambda = 0,633$ мкм

Параметры (комплексный показатель преломления $n = x_2 + ix_3$ и толщина x_1) слоя можно определить путем минимизации целевой функции $I = \sum_{j=1}^n [f(x_i, \gamma_j) - R(\gamma_j)]^2$, где $f(x_i, \gamma_j)$ – теоретическая модель коэффициента отражения. Представленные на рисунке 2 угловые зависимости коэффициента отражения излучения пучка He-Ne лазера ТМ-поляризации, измеренные при исследовании осажденных методом термического напыления на подложку слоев алюминия различной толщины, иллюстрируют эффективность предлагаемого подхода. Следует отметить, что данная техника позволяет контролировать и состояние поверхности металлического слоя. Полученные зависимости были использованы при решении обратной задачи отражения по восстановлению оптических характеристик пленок.

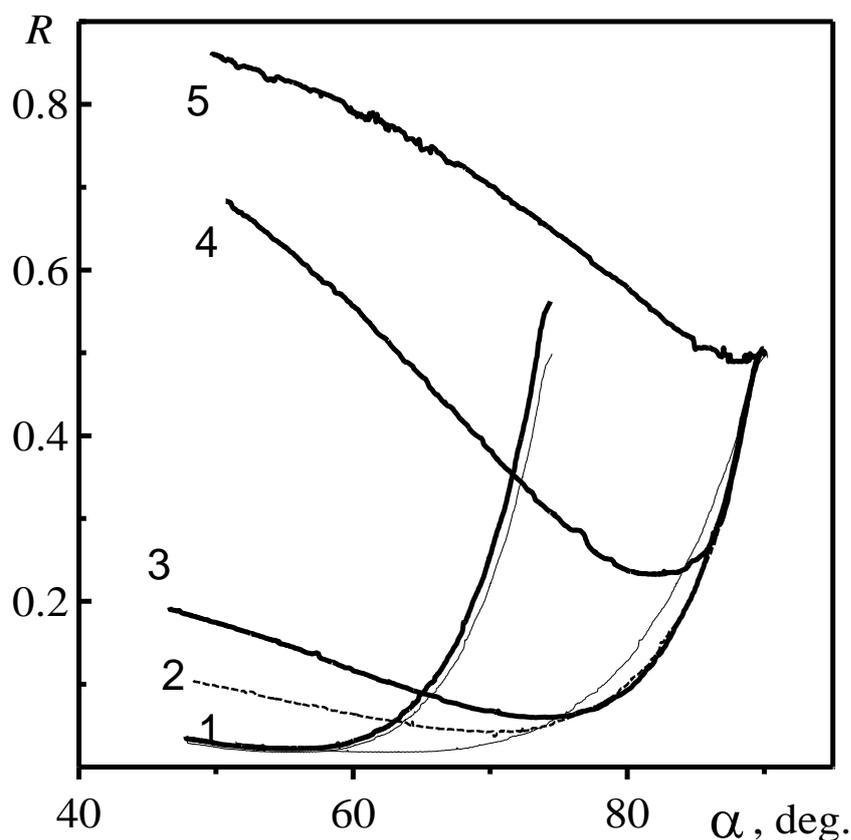


Рисунок 2 – Зависимость $R(\gamma)$ для пленки алюминия толщиной 2, 3, 5, 18 и 26 нм (кривая 1, 2, 3, 4 и 5, соответственно)

На рисунке 3 приведены экспериментальная (черная линия) и теоретическая зависимости (кривая 2 – красная линия) коэффициента отражения, построенные для пленок с параметрами, полученными в результате решения обратной задачи. Совпадение экспериментальных и теоретических кривых указывает на корректность выбранной модели, применяемой при решении обратной оптической задачи.

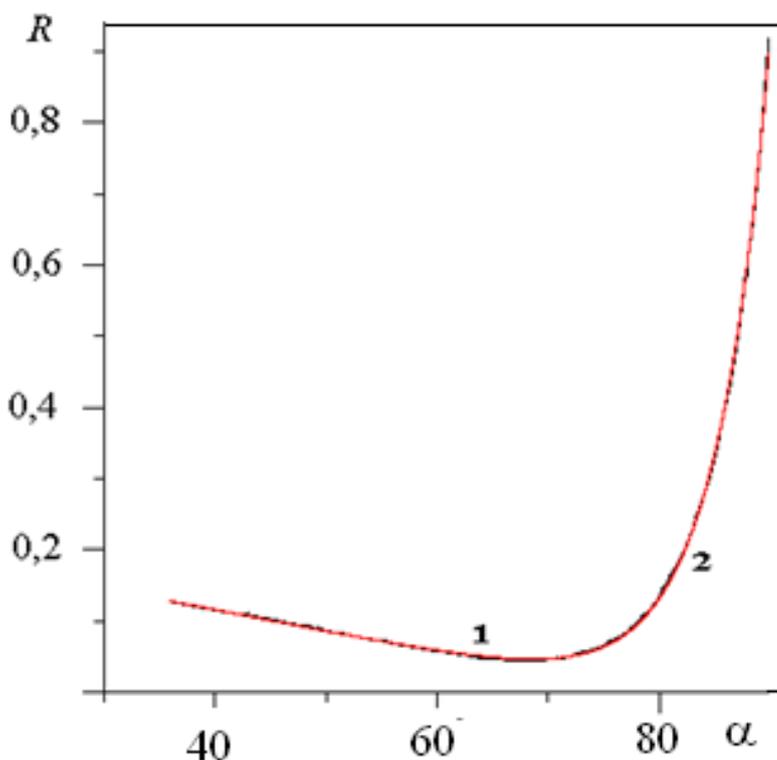


Рисунок 3 – Экспериментальная (кривая 1) и расчетная (кривая 2) зависимости коэффициента отражения $R(\gamma)$ для пленки алюминия

3. Рефлектометрия приповерхностного слоя в кремнии

В настоящее время ведутся активные работы по исследованию свойств полупроводниковых материалов, в частности и по изучению физико-химических процессов, протекающих на поверхности кремния, поэтому результаты исследования оптических характеристик приповерхностных слоев в кремниевых подложках (КДБ), модифицированных в плазме тлеющего газового разряда, и их зависимости от технологических режимов модификации, представляют также определенный интерес. Модификация кремния осуществлялась в плазме тлеющего разряда в течение 15 минут при силе тока $I=0,8$ мА и напряжении $U=1,5$ кВ. Результаты измерений R для исходного и модифицированного кремния, представленные на

рисунке 4, указывают на различие угловых зависимостей коэффициента отражения, что может свидетельствовать об изменении свойств приповерхностного слоя кремниевой подложки.

На основе исследований пространственных спектров интенсивности отраженных световых пучков развит метод измерения параметров наноразмерных слоев. Показана возможность измерения параметров неоднородных приповерхностных слоев в схеме регистрации интегрального коэффициента отражения светового пучка. Полученные результаты могут представлять интерес для разработки новых методов контроля параметров наноразмерных структур.

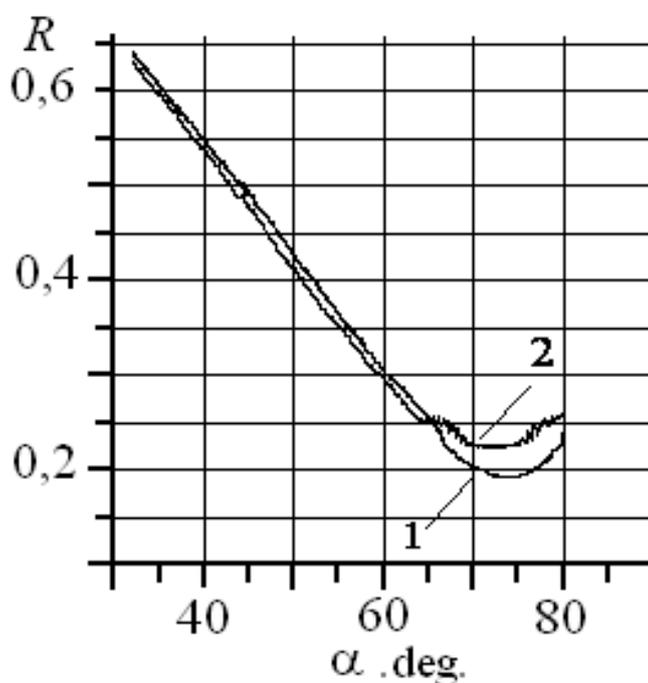


Рисунок 4 – Угловые зависимости коэффициента отражения света (длина волны $\lambda = 0,6328$ мкм) для исходного (кривая 1) и модифицированного кремния (кривая 2)

Литература

1. Khomchenko, A.V. Waveguide spectroscopy of thin films / A.V.Khomchenko. – New York. Academic Press. – 2005.
2. Определение оптических свойств и толщины нанослоев по угловым зависимостям коэффициента отражения / Д.И. Биленко [и др.] // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80. – № 10. – С. 89–94.

А.А. Рыжевич¹, С.В. Солоневич¹, С.Б. Бушук¹,
Т.А. Железнякова²

¹ГНУ «Институт физики НАН Беларуси», Беларусь,
²УО «Белорусский государственный университет», Беларусь

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРОФЕРЕЗА

Введение

Лазерофорез – это сравнительно новый метод введения лекарственных препаратов в организм под действием лазерного излучения, поэтому прямых способов для исследования его закономерностей и оценки его эффективности пока не так много [1]. Наиболее достоверным косвенным способом определения эффективности лазерофореза являются клинические исследования [2], однако они, как правило, продолжительны. Имеет смысл изучать основные закономерности лазерофореза для каждого конкретного препарата сразу на образцах биоткани. Это позволяет определить эффект от применения лазерного излучения, а также выделить основные факторы, влияющие, в частности, на распределение концентрации вводимого препарата по глубине. Поскольку суть процедуры лазерофореза – введение препарата в биоткань, эффективность лазерофореза можно оценивать по отношению общего количества препарата, введенного в биоткань, и по отношению глубин проникновения препарата в биоткань в экспериментальных и контрольной группах.

1. Описание методики

Для экспериментальной оценки эффективности лазерофореза нами разработана методика, в основе которой лежит метод люминесцентной микроскопии. С использованием лазерного сканирующего микроскопа LSM 510 (далее ЛСМ) производства фирмы Zeiss (Германия) проведены исследования эффективности лазерофореза излучением 4-х лазерных диодов (ЛД) HL6501MG (660 нм), HL6738MG (690 нм), DL7140-201S (785 нм) и DL5032-001 (830 нм). В качестве препарата, выполняющего функцию флуоресцентной метки нами использовались водный и водно-спиртовой (1:1) растворы родамина 6Ж в концентрации $5 \cdot 10^{-5}$ моль/л. При указанной концентрации в условиях эксперимента не происходило тушения люминесценции, что позволяло судить о

концентрации родамина по интенсивности люминесценции ткани. Были подготовлены образцы мышечной и жировой тканей свиньи в форме куба с ребром 10 мм. Образцы продольным (т. е. ориентированным параллельно поверхности, вдоль которой ранее находился кожный покров) срезом вверх располагались в открытой сверху цилиндрической кювете, укрепленной в фиксаторе с возможностью позиционирования кюветы с образцом относительно светового пучка ЛД в трех плоскостях. Раствор родамина 6Ж наносился на верхнюю грань образца биоткани в количестве 0,125 мл. Лазерное излучение, прошедшее через диафрагму, направлялось на образец сверху. Облучение круглого участка с диаметром ≈ 1 см (площадь $\approx 0,785$ см²) проводилось лазерным пучком с одинаковой для всех ЛД мощностью 10 мВт (интенсивность 12,74 мВт/см²) в течение 10 мин (доза облучения $\approx 7,65$ Дж/см²). Такие параметры облучения соответствуют терапевтическим. Сразу после облучения металлические кюветы с образцами помещались в морозильное отделение холодильника. После замораживания образцы разрезались вдоль оптической оси падавшего пучка и помещались в специальную закрытую кювету с прозрачным дном плоскостью разреза вниз для проведения микроскопических исследований.

2. Экспериментальное определение эффективности

Исследование зависимости концентрации препарата в биоткани от глубины проводилось следующим образом. Срез на образце освещался светом ртутной лампы с $\lambda = 436$ нм. CCD-камерой ЛСМ регистрировался люминесцирующий участок среза, прилегающий к краю образца. Интенсивность люминесценции была прямо пропорциональна концентрации препарата в ткани. Регистрировалось несколько кадров для каждого образца. Зарегистрированные кадры записывались в базу данных измерений в специальном формате компьютерной системы управления и регистрации данных ЛСМ. Обработка полученных результатов проводилась посредством программных средств Zeiss LSM Image Browser, ImageJ 1.40g и Origin 7.0. На кадрах выбиралась линия, перпендикулярная плоскости, на которую падало лазерное излучение (показана стрелкой на рисунке 1). Вдоль этой линии считывались относительные численные значения интенсивности люминесценции в зависимости от глубины, на основании которых строились распределения концентрации вводимого препарата в зависимости от глубины. Для каждого экспериментального случая строилось 10 нормализованных по максимальному значению распределений интенсивности, в которых

был вычтен фон, затем строилось среднее нормализованное распределение концентрации препарата. Аналогичные распределения строились также для тех образцов, на которые был нанесен препарат, но которые не облучались лазерным излучением.

Глубина, соответствующая половине максимального значения концентрации препарата в образце, а также площадь под кривой распределения служат хорошими критериями для оценки эффективности лазерофореза. Отношение k_k площади под распределением в облучавшемся образце к площади под распределением в необлучавшемся образце показывает, насколько возрастает благодаря процедуре лазерофореза количество введенного в образец препарата по сравнению с необлучавшимся образцом. Отношение k_r глубины, соответствующей половине максимального значения концентрации препарата в облучавшемся образце, к глубине, соответствующей половине максимального значения концентрации препарата в необлучавшемся образце, показывает, во сколько раз возрастает глубина, на которую вводится препарат в концентрации, не меньшей, чем половина концентрации на поверхности образца.

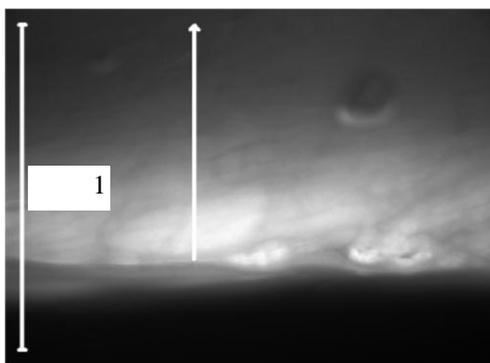


Рисунок 1 – Фотография люминесцентного свечения на срезе образца биоткани с введенным препаратом

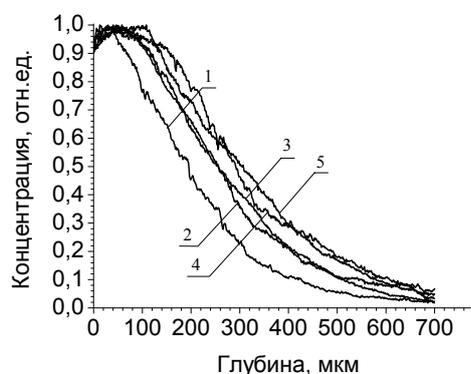


Рисунок 2 – Зависимости концентрации препарата от глубины при введении водно-спиртового раствора в образец мышечной ткани без облучения (1) и при облучении лазерным светом с длинами волн 660 нм (2), 690 нм (3), 785 нм (4), 830 нм (5)

По графикам, пример которых представлен на рисунке 2, были определены значения площади под кривой распределения концентрации препарата по глубине и глубина проникновения препарата (по уровню половинной концентрации) при различных

условиях. На основании полученных результатов рассчитаны и приведены в таблице 1 отношения k_k и k_r . Из таблицы 1 видно, что и в мышечной, и в жировой ткани облучение лазерным излучением увеличивает общую концентрацию вводимого вещества в биоткани и глубину его проникновения на половинном уровне от значения концентрации на поверхности образца. В лучших случаях концентрация введенного в биоткань препарата даже в условиях *ex vivo* в 1,55 раз больше, чем концентрация препарата, попавшего в ткань только за счет диффузии.

Таблица 1 – Значения безразмерных коэффициентов k_r и k_k при различных условиях проведения лазерофореза

Тип ткани	Тип основы препарата	Длина волны, нм							
		660		690		785		830	
		k_r	k_k	k_r	k_k	k_r	k_k	k_r	k_k
Мышечная	H ₂ O+C ₂ H ₅ OH	1,31	1,29	1,31	1,29	1,49	1,49	1,56	1,48
	H ₂ O	1,18	1,11	1,10	1,08	1,27	1,18	1,39	1,18
Жировая	H ₂ O+C ₂ H ₅ OH	1,11	1,14	1,00	1,08	1,76	1,48	1,73	1,55
	H ₂ O	1,12	1,06	1,30	1,12	1,53	1,30	1,43	1,21

Можно предположить, что в живом организме проникновение вещества внутрь организма за счет наличия кровотока будет выражено еще сильнее, т. е. эффективность лазерофореза возрастет.

Заключение

Предложенная методика позволяет в численном виде сравнивать эффективность процесса лазерофореза даже в сильно отличающихся условиях: разные виды биотканей, разные вводимые препараты и их концентрации, разные источники лазерного излучения и их рабочие режимы и т. п. Благодаря разработанной методике можно выбирать оптимальный метод введения того или иного препарата в зависимости от параметров биоткани.

Литература

1. Лазерное излучение: действие на распределение лекарственных веществ в тканях глаза (в эксперименте) / Г.А. Киселев [и др.] // Вестник офтальмологии. – 1988. – Т. 104. – № 1. – С. 40–43; № 2. – С. 40–43.
2. Миненков, А.А. Низкоэнергетическое лазерное излучение красного, инфракрасного диапазонов и его использование в

сочетанных методиках физиотерапии: автореф. дисс... докт. мед. наук: 14.00.34 / А.А. Миненков, ЦНИИ курортологии и физиотерапии МЗ СССР. – Москва, 1989. – 44 с.

В.С. Савенко, Е.В. Прокопович

УО «Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина», Беларусь

ДИНАМИЧЕСКИЙ ПИНЧ-ЭФФЕКТ ПРИ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ДВОЙНИКОВАНИЕМ

При действии импульсов электрического тока плотностью 10^3 А/мм² и длительностью 10^{-5} с. пропущенных через кристалл во время пластической деформации выше предела текучести, возникают вторичные эффекты: пинч-эффект и скин-эффект, а так же термическое разупрочнение решетки [1-4].

Деформация металла за счет пинч-эффекта существенно связана, с распространением ультразвуковых волн в образцах, нагруженных выше предела текучести. Волны распространяются в радиальном (поперечном) и продольном направлении. Скорость распространения этих волн различна. Для радиального направления скорость равна:

$$V_r' = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}},$$
$$\rho = \frac{\gamma}{g},$$

где σ – приложенное механическое напряжение, ε – относительная деформация, γ – удельный вес металла и g – ускорение силы тяжести. Для продольного направления (относительно оси образца) равна:

$$V_l = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}.$$

Таким образом, скорость распространения упругих волн в радиальном направлении пропорциональна корню квадратному из модуля упрочнения $d\sigma/d\varepsilon$, а скорость распространения волны вдоль образца

пропорциональна корню квадратному из значения условного приложенного напряжения.

Пинч-эффект вызывает вибрацию кристаллической решетки, действует подобно ультразвуку, стимулируя пластическую деформацию металла через решеточную подсистему металла в условиях электропластичности. В случае деформации кристалла одиночными импульсами тока влияние пинч-эффекта по продолжительности его действия 10^{-5} - 10^{-4} с на фоне времени протекания инициированных им скачков деформации 10^{-3} - 10^{-2} с можно сравнить с эффектом уменьшения стартовых напряжений для дислокаций [5-8].

Проведем оценку вклада пондеромоторных факторов в явление электропластичности при двойниковании кристаллов сурьмы для суперпозиций магнитных полей от внешнего магнитного поля и собственного магнитного поля пинч-эффекта для разных радиусов образцов (рисунок 1).

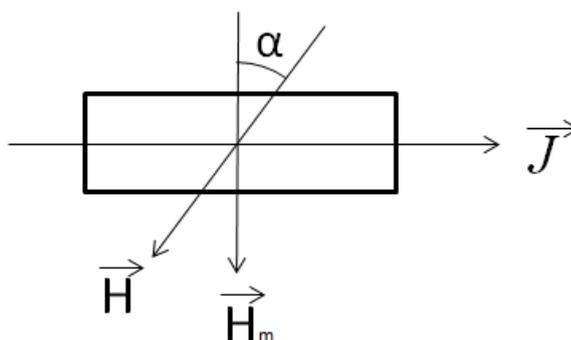


Рисунок 1 – Геометрия электромагнитных полей, где j – плотность тока, α – угол между магнитными полями, H_m – собственное магнитное поле, H – внешнее магнитное поле

Из рисунков 2-3 видно, что чем больше радиус образца, тем соответственно больше пинч-эффект, который является масштабным эффектом и квадратично зависит от r (а также от j). Следует отметить, что для образцов малого радиуса он не должен наблюдаться, а в образцах диаметром более 1 мм могут наблюдаться эффекты нагревания за счет джоулева тепла [9-11].

В работе [12] описан способ повышения пластичности проводящего материала за счет наложения на зону деформации ортогональных электромагнитных полей (рисунок 1). При этом реализуется интенсификация механизма электропластичности за счет эффекта Холла. Общий принцип способа, который можно применять

при любом виде обработки металлов давлением с участием тока, заключается в том, что к деформируемому образцу во взаимно перпендикулярных направлениях прикладываются постоянные электрическое и магнитное поля. При этом под влиянием эффекта Холла происходит смещение электронной плотности образца в зону деформации, что усиливает электропластический эффект. Сопутствующим фактором является появление заряда при поляризации образца за счет эффекта Холла.

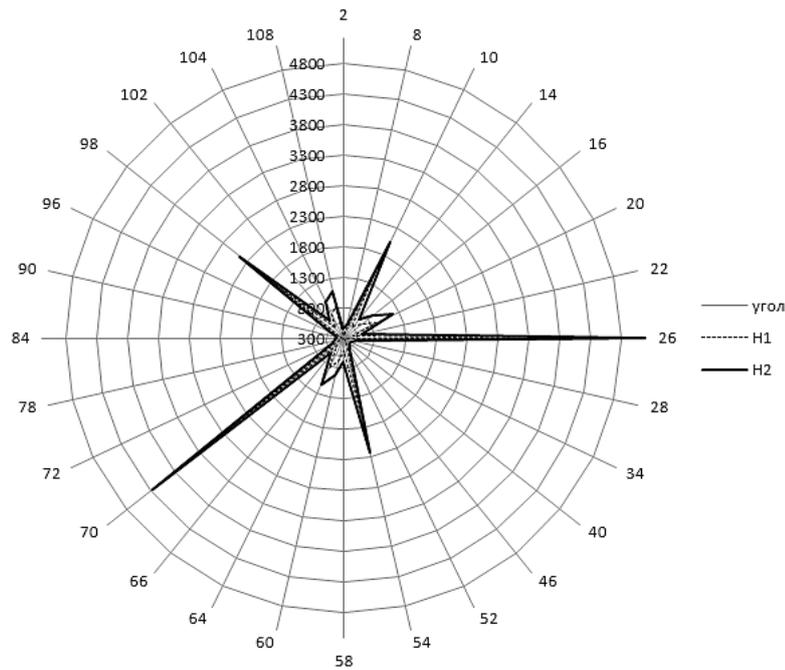


Рисунок 2 – Зависимость суперпозиций внешнего магнитного поля H (H_1 при $r = 2\text{мм}$, H_2 при $r = 5\text{мм}$) от собственного магнитного поля H_m , возникающего за счет пинч-эффекта

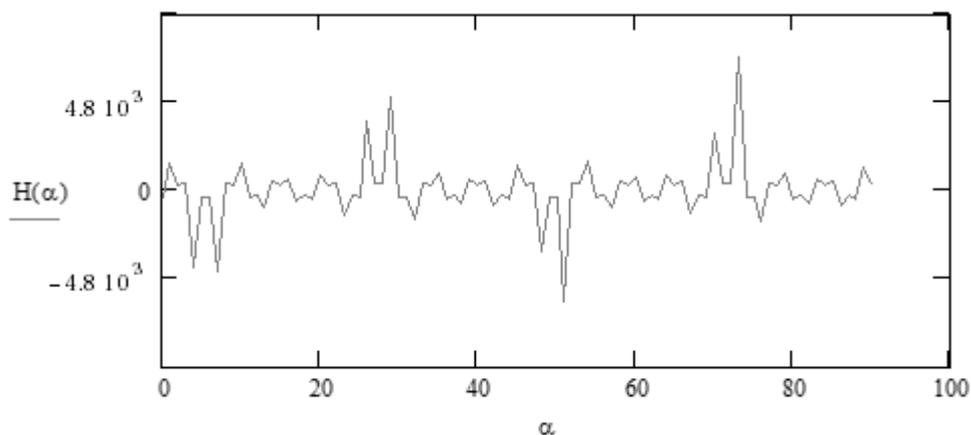


Рисунок 3 – Суперпозиция магнитных полей H и H_m от угла α

При наложении на зону электропластической деформации металла ортогональных электромагнитных полей в соответствии с принципом суперпозиции усиливается также пинч-действие импульсного тока и вызванная им активная ультразвуковая вибрацию металла заготовки, что создает дополнительный механизм и независимый канал пластификации металла.

Литература

1. Арцимович, А.А. Управляемые термоядерные реакции / А.А.Арцимович. – М.: Физматгиз, 1961.
2. Владимиров, В.В. Винтовая неустойчивость в электронно-дырочной плазме полупроводников / В.В. Владимиров // Успехи физических наук. – 1975. – № 1. – С.73–99.
3. Bennett, W.H. Magnetically self-focusing streams / W.H. Bennett // Phys. Rev. – 1934. – № 45. – P. 890.
4. Савенко, В.С. Механическое двойникование и электропластичность металлов в условиях внешних энергетических воздействий / В.С. Савенко. – Минск, 2003. – 203 с.
5. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы / Ю.И. Баранов [и др]. – М.: МГИУ, 2001. – 844 с.
6. Троицкий, О.А. Фундаментальные и прикладные исследования электропластической деформации металлов / О.А. Троицкий, В.С.Савенко. – Минск: ИВЦ Минфина, 2013. – 375 с.
7. Троицкий, О.А. Физические основы и технологии обработки современных металлов: в 2 т./ О.А. Троицкий [и др]. – Ижевск, Москва: Изд-во РХД. – Т 1. – 590 с.; Т 2. – 467 с.
8. Molotski M. Dislocation paths in a magnetic field / M. Molotskii, V. Fleurov // J Phys. Chem. B. – 2000. – Vol. 104. – № 16. – P. 3812–3816.
9. Савенко, В.С. Электронно-пластический эффект при двойниковании монокристаллов висмута / В.С. Савенко, В.И.Спицин, О.А. Троицкий // Доклады академии наук СССР. – 1985. – Т. 283. – №5. – С. 1181–1183.
10. Savenko, V.S. Influence of electroplastic deformation on physicomechanical characteristics of deformation aluminum / V.S.Savenko // First Russia-China Joint Symposium on the electroplasticity effect in metals Shenzhen, China, May 31 – June 4, 2007. – P. 218.
11. Савенко, В.С. Эволюция ансамблей клиновидных двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами углерода и циркония /

В.С. Савенко, О.М. Остриков, В.В. Углов // Кристаллография. – 1999. – Т. 44. – № 6. – С. 1–6.

12. Способ повышения пластичности проводящих материалов на основе эффекта: патент Российской Федерации на изобретение / В.С.Савенко, А.И. Пинчук: №2052514, опубл. 1996 // Способ повышения пластичности деталей. РФ, 1669.

**В.В. Сидский¹, И.Ю. Осипова¹, А.В. Семченко¹,
В.Б. Залесский², В.В. Малютина-Бронская²**

**¹Проблемная научно-исследовательская
лаборатория перспективных материалов,
УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь,**

**²Лаборатория фотоэлектрических преобразователей,
ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси»,
Беларусь**

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ АКТИВНЫЕ СЛОИ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ЦИНКА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Введение

Оксид цинка – универсальный материал, имеющий потенциальное использование в солнечных элементах, в качестве прозрачного проводящего электрода, светоизлучающих диодах, ультрафиолетовой и синей области, лазерных диодов, тонкопленочных транзисторов и газовых сенсорах. Этот материал имеет высокую радиационную, химическую и термическую стойкость и в перспективе может широко использоваться при создании элементов прозрачной электроники. Благодаря соединению уникальных оптических, электрических и пьезоэлектрических свойств, ZnO может применяться в газовых сенсорах, устройствах генерации поверхностных акустических волн, фотонных кристаллах, фотодиодах. На основе этих материалов возможно также создание эффективных светоизлучающих (LEDs) и лазерных диодов.

Относительно небольшое несоответствие постоянных решетки

ZnO:Al (4,4 %) позволяет изготавливать на их основе гетеропереходы со свойствами, близкими к идеальным. Пленки ZnO:Al также привлекают внимание исследователей как оконные, антиотражающие, защитные и токосъемные слои дешевых солнечных элементов (СЭ) большой площади [1, 2].

Золь-гель процесс является одним из привлекательных методов осаждения тонких пленок ZnO из-за низкой стоимости оборудования, низкой температуры обработки, а также возможностью подготовки покрытия на большой площади. Кроме того, тонкие золь-гель пленки обладают высокой однородностью, имеют приемлемые электрические и оптические параметры.

1. Методика эксперимента

Для получения золь-гель-методом слоёв на основе плёнок ZnO:Al за основу был взят метод центрифугирования (spin-coating). Для изучения влияния концентрации алюминия на структурные свойства тонких слоёв оксида цинка были использованы образцы с различным значением концентрации алюминия (0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 1,4 масс. %). Плёнкообразующий раствор был приготовлен следующим образом. Требуемое количество ацетата цинка, заливали абсолютным изопропиловым спиртом, и перемешивали. Затем растворы помещали в ультразвуковую ванну на 30 мин. Для созревания раствора его выдерживали при температуре окружающей среды (22 ± 2) °C в течение 2-3 дней.

После нанесения золь на поверхность подложек (стекла, монокристаллического кремния) методом центрифугирования, образцы помещали в печь, и нагревали до температуры 350 °C. Процесс нанесения и сушки повторялся до получения нужной толщины. На последней стадии подложки помещали в печь и нагревали пошагово с интервалом в 20 °C до температуры 550°C.

2. Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены дифрактограммы слоёв ZnO:Al на основе изопропилового спирта в зависимости от концентрации алюминия. Для пленок оксида цинка с примесью алюминия различной концентрации на рентгенограммах регистрируется наличие трех четко выраженных дифракционных пиков при $2\theta = 31,76, 34,47$ и $36,240$.

При этом доминирующим по интенсивности пиком во всех случаях является пик (002), что свидетельствует о наличии в полученных пленках ярко выраженной текстуры роста. Тонкая пленка оксида цинка с 0,6 масс.% примеси алюминия имеет дифракционный пик (002) наибольшей интенсивности. Обнаружено,

что интенсивность данного пика уменьшалась с увеличением концентрации примеси в пленках. Это указывает на то, что увеличение концентрации примеси приводит к повреждению кристаллической структуры пленок из-за давления, причиной которого служит разница между размерами ионов цинка и примеси, а также сегрегация примесей в границах зерен. На рентгенограммах преобладает пик, соответствующий плоскости (002) оксида цинка, что свидетельствует о наличии соответствующей текстуры. Из рисунка можно заметить, что относительная интенсивность пика (002) уменьшается с увеличением концентрации примеси алюминия.

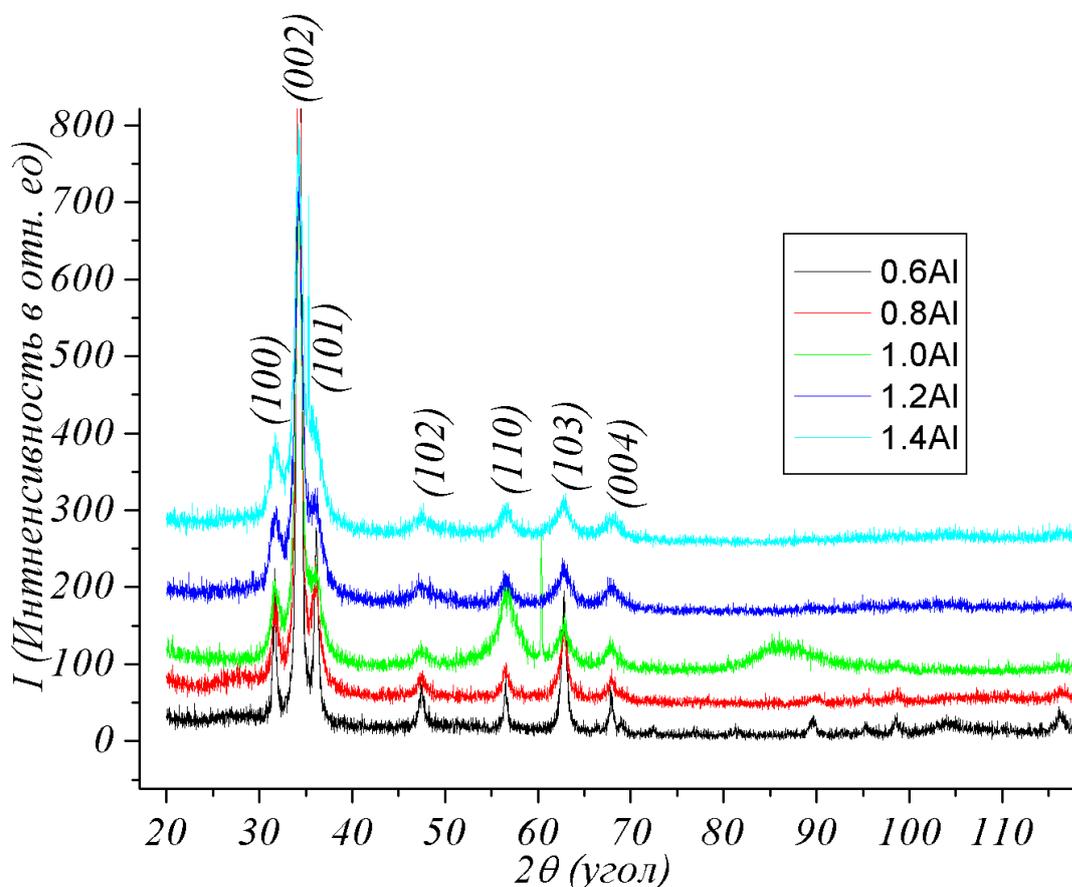


Рисунок 1 – Дифрактограммы слоёв ZnO в зависимости от концентрации алюминия

С целью определения влияния концентрации алюминия на оптические свойства слоёв оксида цинка, измеряли коэффициент пропускания от длины волны. Все плёнки, отожжённые при температуре 750 °С, прозрачны в видимом и ближнем УФ-диапазоне (коэффициент пропускания более 80 %) (см. рисунок 2). На рисунке 2 представлены спектры пропускания как функция длины

волны для образцов оксида цинка, полученных при разном содержании алюминия (0,6-1,4 масс. %).

Исследования оптических характеристик плёнок ZnO:Al показали, что пленки оксида цинка имеют высокий коэффициент пропускания $T(\lambda)=80-94\%$, что свидетельствует о том, что данный материал является вполне приемлемым для использования его в качестве оконного слоя в однопереходных tandemных и солнечных элементах.

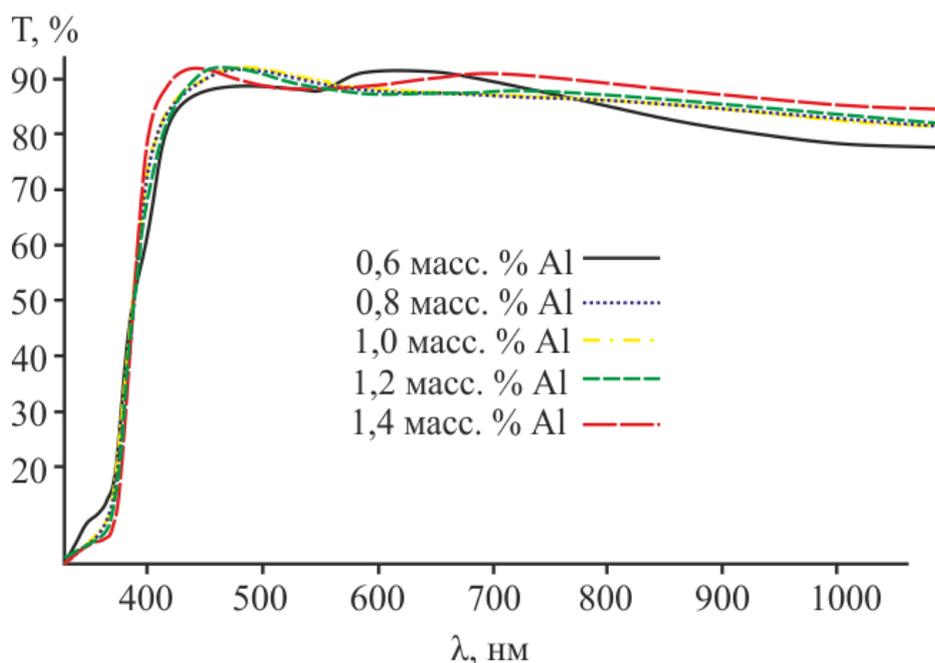


Рисунок 2 – Пропускание слоёв ZnO в зависимости от концентрации алюминия

Выводы

Золь-гель методом синтезированы слои состава ZnO:Al с различным значением концентрации алюминия (0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 1,4 масс.%). В качестве методик изучения структурных и оптических свойств пленок применялись методы рентгеновской дифракции, УФ-видимой спектроскопии.

Результаты исследования структурных и оптических свойств показали, что данный материал является вполне приемлемым для использования его в качестве оконного слоя в однопереходных tandemных и солнечных элементах.

Литература

1. Transport phenomena in high performance nanocrystalline ZnO :Ga films deposited by plasma-enhanced chemical vapor deposition / J.J.Robbins [et al.] // Thin solid films. – 2005. – Vol. 473. – P. 35–40.

2. Sliva, L.M. Study of structural, electrical, optical and magnetic properties of ZnO based films produced by magnetron sputtering / L.M.Sliva. – M.Sc. Thesis: University of Puertorico. – San-Juan, 2006. – P. 139.

А.В. Хомченко, И.У. Примак, А.Н. Василенко

Белорусско-Российский университет, Беларусь

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В АВТОМОБИЛЬНЫХ ЗАКАЛЕННЫХ СТЕКЛАХ

Введение

Остаточные напряжения обеспечивают прочность закаленного стекла и обуславливают безопасную эксплуатацию изделий из такого стекла в автомобиле. Проблема контроля параметров закаленных стекол традиционно решается применением сложных программно-аппаратных комплексов, относящихся к классу систем технического зрения, разработка которых ведется в ряде стран мира. В то же время стекло при наличии в нем механических напряжений становится анизотропным, и поляризационно-оптические методы исследования позволяют оценить величину двулучепреломления в образце, а следовательно и механических напряжений [1].

1. Методика эксперимента

Измеряя интенсивность света можно анализировать и оценивать величину механических напряжений в отдельной точке стекла [2], и достаточно сложно это выполнить для протяженных анизотропных объектов. В данной работе анализируется метод контроля механических напряжений в автомобильных закаленных стеклах. Схема установки, реализующей такой подход, приведена на рисунке 1.

В данном устройстве линейно поляризованный свет, пройдя через исследуемое стекло, в котором присутствуют механические напряжения, меняет состояние поляризации, проходит через анализатор и попадает в фоторегистрирующее устройство.

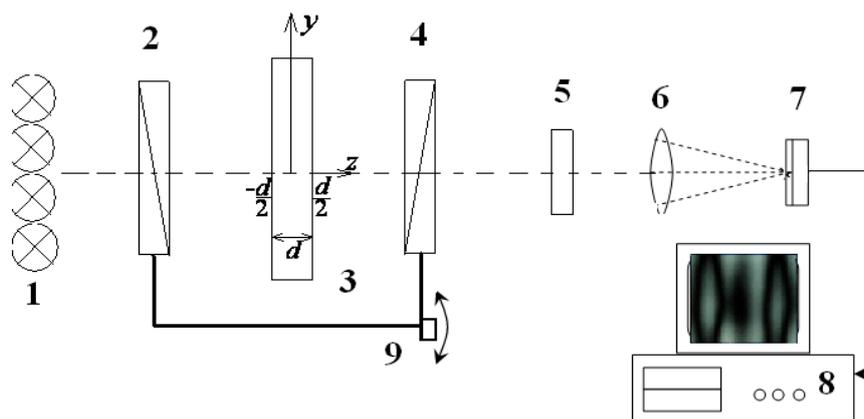


Рисунок 1 – Схема измерительной установки: 1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – контролируемое автомобильное стекло, 4 – анализатор, 5 – светофильтр, 6 – объектив, 7 – фоторегистрирующее устройство, 8 – компьютер, 9 – система поворота

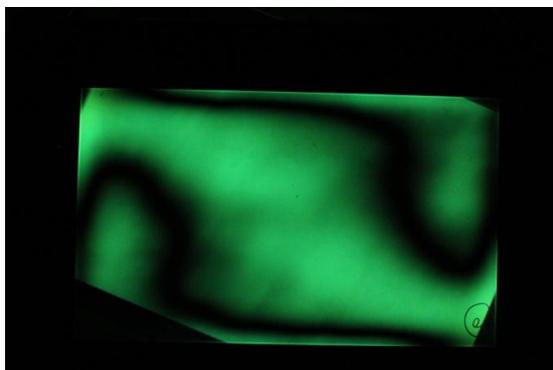
2. Исследование распределения напряжений в плоскости закаленных стекол

Регистрируемая интенсивность света является функцией двух координат (рисунок 2,а) и определяется как

$$I_1(x, y) = I_p T \sin^2[2\alpha(x, y)] \sin^2 \frac{\delta(x, y)}{2}, \quad (1)$$

где I_p – интенсивность света на выходе из поляризатора, T – коэффициент, учитывающий отражение света от поверхностей стекла, α – угол между оптической осью и углом поляризатора, δ – разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами.

а)



б)

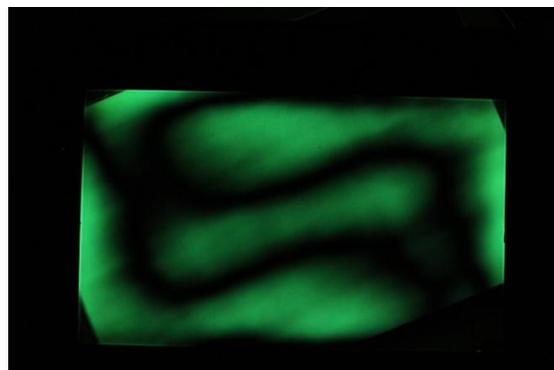


Рисунок 2 – Распределение интенсивности прошедшего света I_1 и I_2 для двух ориентаций системы «поляризатор – анализатор» относительно образца

Обрабатывая регистрируемые распределения интенсивности $I(x, y)$, можно восстановить разность фаз δ в каждой точке стекла и, учитывая ее взаимосвязь с механическими напряжениями, воспроизвести поле напряжений.

В рассматриваемом подходе использована простая и эффективная процедура фильтрации изоклин, которая может быть применена для объектов различного размера и основана на регистрации интенсивности $I(x, y)$ для двух положений системы «поляризатор – анализатор». Переход из начального положения (рисунок 2,а), которое выбирается произвольно, во второе (рисунок 2,б) осуществляется путем поворота системы «поляризатор – анализатор» на 45° . При этом поляризатор и анализатор в обоих положениях остаются ориентированными под углом 90° относительно друг друга.

После поворота на угол в 45° соответственно регистрируется интенсивность

$$\begin{aligned}
 I_2(x, y) &= I_p T \sin^2[2(\alpha + 45^\circ)] \sin^2 \frac{\delta(x, y)}{2} = \\
 &= I_p T \sin^2[2\alpha + 90^\circ] \sin^2 \frac{\delta(x, y)}{2} = I_p T \cos^2[2\alpha] \sin^2 \frac{\delta(x, y)}{2}.
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

На рисунке 2,б представлено распределение интенсивности $I_2(x, y)$ света, прошедшего через образец в случае, когда скрещенные поляризатор и анализатор повернуты синхронно на 45° относительно исходного положения.

Затем в каждой точке анализируемого объекта вычисляется суммарная интенсивность

$$I(x, y) = I_1 + I_2 = I_p T \sin^2 \frac{\delta(x, y)}{2}.
 \tag{3}$$

Построенная в соответствие с (3) функция $I(x, y)$ не зависит от распределения $\alpha(x, y)$, и таким образом предлагаемый подход позволяет избавиться от недостатка, имеющего место в поляриметрии – изоклин, которые искажают картину визуализации напряжений и не могут быть исключены для широкоформатных стекол [2, 3].

Распределение $I(x, y)$ может быть использовано для дальнейшей обработки, при этом величину двулучепреломления в каждой точке образца определяют из выражения

$$\Delta(x, y) = \frac{\arcsin[(I(x, y)/I_p T)^{1/2}]}{\pi d} \lambda \quad (4)$$

и учитывая взаимосвязь фазы волны с напряжениями можно воспроизвести поле механических напряжений [1].

Эффективность заявляемого способа демонстрируют приведенные на рисунке 3 результаты, полученные при измерении распределения величины двулучепреломления в плоскости протяженного объекта на основе анализа распределения (3).

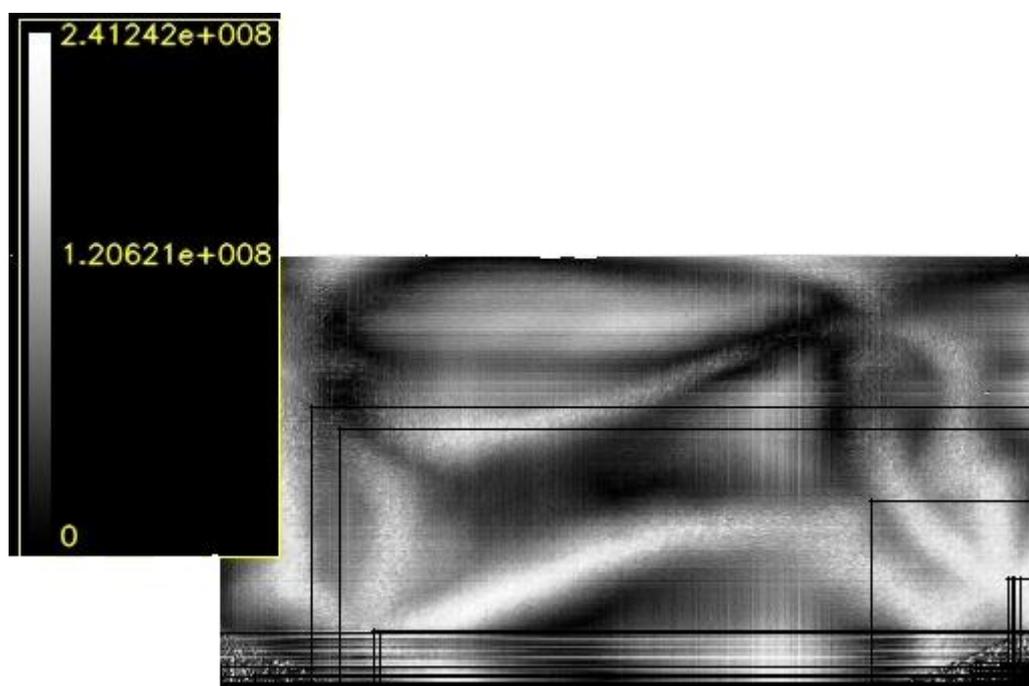


Рисунок 3 – Распределение величины механических напряжений в плоскости анизотропного объекта (шкала градаций приведена в Па)

Заключение

Выполнены измерения оптической анизотропии в заклеенных стеклах различной толщины поляризационно-оптическим методом в плоскости образца. Показана возможность контроля распределения величины механических напряжений вдоль поверхности закаленных стекол по результатам обработки их изображения в поляризованном свете. Разработан программный пакет, позволяющий получать

значения напряжений в каждой точке поверхности стекла, наименьшее значение регистрируемых напряжений составило 2 МПа.

Литература

1. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова [и др]. – Мн.: Наука и техника. – 1995. – С88–94.
2. Миндлин, Р. Изучение напряжений методом фотоупругости / Р.Мидлин // УФН. – 1940. – Т. 23. – № 1. – С.16–66.
3. Никоноров, Н.В. Оптическое материаловедение: основы прочности оптического стекла / Н.В. Никоноров, С.К. Евстропьев. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2009. – 102 с.

**С.В. Шалупаев¹, П.Н. Богданович², Ю.В. Никитюк¹,
А.А. Середа¹, Д.А. Близнец²**

**¹УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь,**

**²УО «Белорусский государственный университет транспорта»,
Беларусь**

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ТЕПЛОВИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

Одним из наиболее эффективных методов высокоточного разделения хрупких неметаллических материалов является управляемое лазерное термораскалывание, отличительная особенность которого заключается в том, что разделение материала на части заданной формы происходит вследствие образования микротрещины, формируемой в результате поверхностного нагрева материала лазерным излучением и последующего охлаждения зоны нагрева хладагентом.

Для выяснения механизма формирования лазерно-индуцированной трещины, а также для разработки новых эффективных схем лазерного разделения хрупких неметаллических материалов и оптимизации технологических режимов обработки, используются теоретические расчеты температурных полей и полей упругих напряжений, формируемых в обрабатываемых изделиях. На

точность получаемых теоретических расчетов существенно влияет учет зависимости теплофизических свойств материала от температуры. Так как в процессе лазерного термораскалывания температура хрупких неметаллических материалов изменяется в достаточно широких пределах, то игнорирование температурных зависимостей для теплофизических характеристик материалов может обусловить заметные погрешности при определении рабочих режимов.

В работах [1-2] получены аналитические решения, которые удобны для проведения инженерных расчетов, и на основе которых выявлен ряд закономерностей лазерного термораскалывания хрупких неметаллических материалов и установлена взаимосвязь между параметрами, оказывающими существенное влияние на процесс термораскалывания. Однако использование этих методов при анализе трехмерных температурных напряжений, формируемых в материале при лазерном термораскалывании, сопряжено со значительными трудностями, поэтому исследователям приходится ограничиваться двумерной постановкой задачи. Кроме того, все результаты в данных работах были получены при решении линейного дифференциального уравнения теплопроводности, в котором теплофизические коэффициенты принимались независимыми от температуры.

В работе [3] выполнено трехмерное моделирование процессов лазерного разделения хрупких неметаллических материалов с использованием численных методов, а именно метода конечных элементов. Для оценки погрешности, обусловленной применением выбранной модели конечных элементов, было выполнено сопоставление с точным аналитическим решением [1] неоднородного линейного уравнения теплопроводности. Полученные результаты верификации численного моделирования позволяют сделать вывод о том, что используемая конечно элементная модель обладает сходимостью к точному решению при уменьшении размеров элементов. При этом погрешность дискретизации составляет порядка 2-3,5 %.

Следует отметить, что сопоставление результатов численного моделирования с аналитическими решениями недостаточно для проверки точности полученных результатов. Более объективным является сравнение результатов численного моделирования с данными полученными при экспериментальных исследованиях. В данной работе выполнено сопоставление тепловизионных измерений процесса лазерного термораскалывания силикатных стекол с

расчетными значениями температур полученными при численном моделировании. Также проведен сравнительный анализ расчетных значений температур без учета зависимости теплофизических свойств материала от температуры и с их учетом.

Для исследования были выбраны пластины силикатного стекла вертикальной вытяжки размером 40x20x3 мм. Измерение температуры производилось при помощи тепловизионного устройства IR Snap Shot, диапазон измерения которого составляет от 0 до 370°C с погрешностью $\pm 3^\circ\text{C}$. Тепловизор был установлен на штативе под углом к горизонту в 60° , и фокусное расстояние составляло ~ 600 мм. Лазерный луч формировался на поверхности материала в виде круга радиусом 1,5 мм, который перемещался вдоль поверхности со скоростью 10 мм/с. На рисунке 1 представлена термограмма поверхности материала при воздействии лазерного пучка мощностью излучения 7,5 Вт. Числовые значения термограммы были экспортированы в Mathcad и построено распределение температуры на поверхности образца, представленное на рисунке 2.

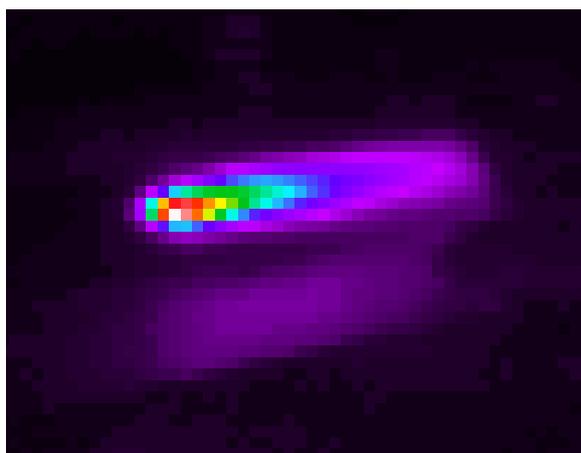


Рисунок 1 – Термограмма поверхности материала при воздействии лазерного пучка мощностью излучения 7,5 Вт

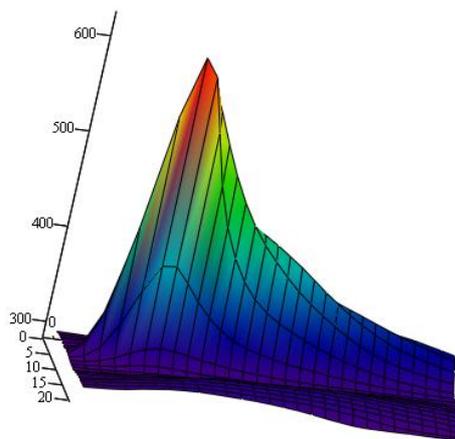


Рисунок 2 – Распределение температуры (К) на поверхности образца в области воздействия лазерного луча

Видно, что в области воздействия лазерного луча происходит интенсивный нагрев поверхности материала до температуры 350°C . За лазерным пучком тепло передается в близлежащие слои материала, что снижает температуру на поверхности материала. За лазерным пучком образуется так называемый тепловой шлейф.

Выполнен численный расчет, с использованием метода конечных элементов, температурных полей в материале при указанных выше

параметрах обработки. При этом расчет был выполнен как без учета зависимости теплофизических свойств материала, так и с их учетом. Теплофизические свойства материала представлены в таблице 1 [4].

Таблица 1 – Теплофизические свойства силикатного стекла

Свойство	Без учета температурной зависимости	С учетом температурной зависимости
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,88 при $t=20\text{ }^{\circ}\text{C}$	линейно изменяется от 0,88 при $t=20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до 1,7 при $t=600\text{ }^{\circ}\text{C}$
Удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)	860 при $t=20\text{ }^{\circ}\text{C}$	линейно изменяется от 860 при $t=20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до 1150 при $t=600\text{ }^{\circ}\text{C}$
Плотность, кг/м ³	2450	2450

На рисунке 3 представлены расчетные температурные поля на поверхности материала полученные при лазерном нагреве с учетом температурной зависимости теплофизических свойств стекла. На рисунке 4 представлен расчетный график зависимости температуры на поверхности материала вдоль линии обработки.

Как видно из рисунков 3 и 4 распределение температур на поверхности материала аналогично термограмме представленной на рисунках 1 и 2. По результатам расчетов максимальное значение температуры на поверхности материала составляет $371\text{ }^{\circ}\text{C}$ при мощности излучения 7,5 Вт, что отличается от результатов тепловизионных измерений на 6 %. При этом если не учитывать температурную зависимость теплофизических свойств стекла, то это значения составляет $422\text{ }^{\circ}\text{C}$, что уже существенно отличается от экспериментальных значений на 20,5 %.

Сопоставление результатов численного моделирования процесса лазерного термораскалывания силикатных стекол с тепловизионными измерениями показывают, что экспериментальные и расчетные значения температур в материале, с учетом зависимости теплофизических свойств материала от температуры, находятся в хорошем соответствии. Таким образом, для получения результатов сопоставимых с экспериментальными значениями необходимо учитывать зависимость теплофизических свойств материала от температуры, тогда численное моделирование можно использовать для разработки новых эффективных схем лазерного разделения

хрупких неметаллических материалов и оптимизации технологических режимов разделения.

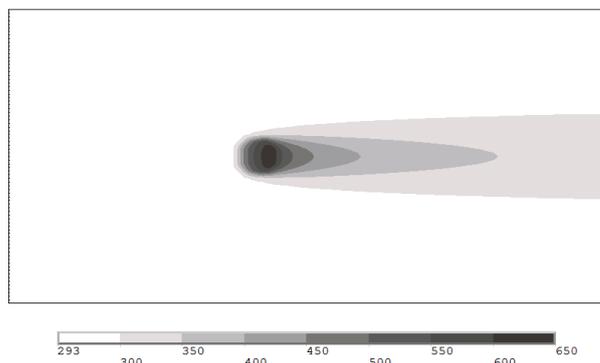


Рисунок 3 – Расчетные поля температур (К) на поверхности материала при мощности лазерного пучка 7,5 Вт

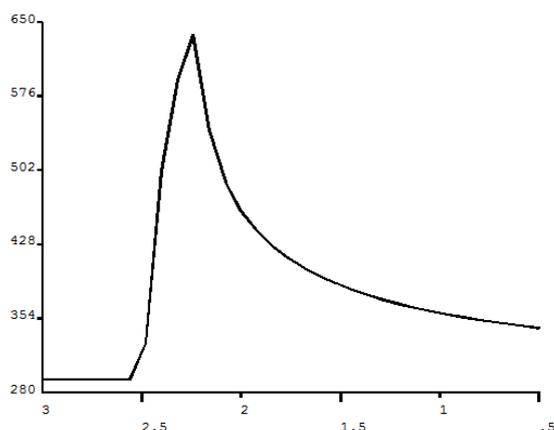


Рисунок 4 – График зависимости расчетных значений температур (К) вдоль линии обработки материала

Литература

1. Шалупаев, С.В. Термоупругие поля, формируемые в твердых телах световыми и звуковыми потоками: дис. ... канд. физ.-матем. наук: 01.04.05 / С.В. Шалупаев. – Минск, 1987. – 157 с.
2. Термоупругие поля в твердых телах при их обработке лазерными пучками специальной геометрии / Б.В. Бокуть [и др.]. – Минск: Институт физики АН БССР 1987. – 59 с. – (Препринт / Институт физики АН БССР; № 487).
3. Никитюк, Ю.В. Физические закономерности лазерного термораскалывания силикатных стекол и алюмооксидной керамики: дис. ... канд. физ.-матем. наук: 01.04.21 / Ю.В. Никитюк. – Минск, 2009. – 166 с.
4. Стекло / Апен А.А. [и др.]; под общ. ред. Н.М. Павлушкина. – М.: Стройиздат, 1973. – 487 с.

Е.Б. Шершнев, Ю.В. Никитюк, С.И. Соколов, А.Е. Шершнев

**УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Беларусь**

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

Одним из наиболее эффективных методов высокоточной обработки хрупких неметаллических материалов является управляемое лазерное термораскалывание. Сущность данного метода заключается в разделении материала в результате формирования трещины при последовательном лазерном нагреве и воздействии хладагента на обрабатываемую поверхность. К основным достоинствам управляемого лазерного раскалывания относятся высокая точность разделения и высокая скорость обработки, безотходность и повышение прочности получаемых изделий [1-2].

Необходимо отметить, что для успешной реализации данного метода обработки в ряде случаев представляется целесообразным динамическое определение значений термоупругих напряжений, которые играют определяющую роль в образовании лазерно-индуцированной трещины, с последующим проведением корректировки параметров обработки.

Для лазерной резки силикатных стекол методом управляемого лазерного термораскалывания с использованием динамического определения термоупругих напряжений был разработан макет установки, схема которого представлена на рисунке 1.

Отметим что, особенностью разработанного макета является возможность визуализации распределения термоупругих напряжений, формируемых в силикатном стекле при управляемом лазерном термораскалывании. Для исследования термоупругих напряжений в силикатных стеклах целесообразно использование метода фотоупругости, в основе которого лежит измерение параметров поляризованного оптического излучения, взаимодействующего с объектом исследования с последующей обработкой полученных результатов [3].

Для визуализации распределения термоупругих напряжений методом фотоупругости при управляемом лазерном термораскалывании

в разработанном макете используется видеокамера с анализатором, и источник поляризованного света. При помощи разработанной программы проводится анализ полученного изображения, выполняется расчет термоупругих напряжений, и при необходимости корректируются технологические параметры обработки.

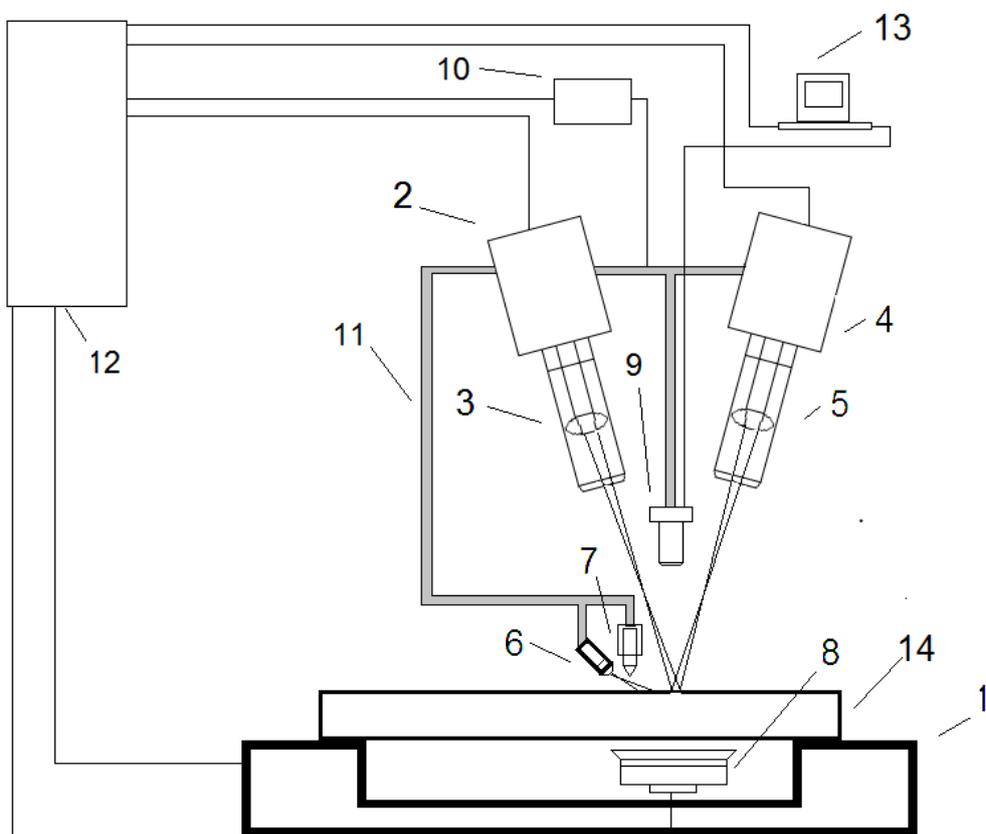


Рисунок 1 – Установка для лазерной резки силикатных стекол:
 1 – координатный стол, 2 – лазер, 3 – фокусирующий объектив,
 4 – лазер, 5 – фокусирующий объектив, 6 – устройство подачи
 хладагента, 7 – механизм нанесения дефекта, 8 – источник
 поляризованного света, 9 – видеокамера с анализатором,
 10 – механизм вертикального перемещения, 11 – каретка,
 12 – блок управления установкой, 13 – компьютер

Были проведены эксперименты по лазерному термораскалыванию силикатных с использованием разработанного макета установки (см. рисунок 2). В ходе экспериментов установлена эффективность предложенной схемы для динамического определения значений термоупругих напряжений, формируемых при управляемом лазерном термораскалывании силикатного стекла.

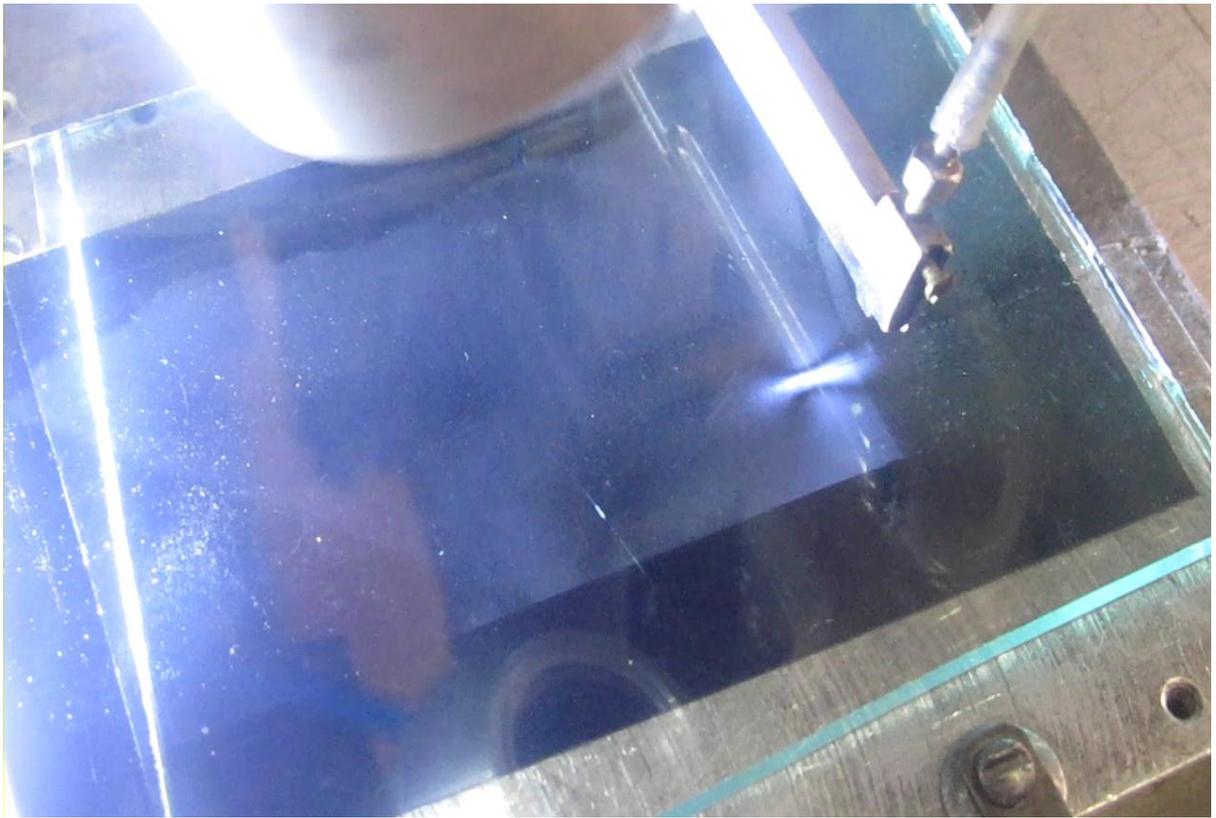


Рисунок 2 – Вид рабочей зоны установки для лазерного термораскалывания

Таким образом, использование источника поляризованного света и видеокамеры с анализатором, связанных с компьютером, в предложенном макете установки обеспечило возможность получения и анализа информации о распределении термоупругих полей и корректировки параметров обработки в случае отклонения значений термоупругих напряжений, от значений необходимых для реализации качественной резки силикатного стекла методом управляемого лазерного термораскалывания.

Литература

1. Способ резки неметаллических материалов: пат. 2024441 РФ, МКИ 5 С03В33/02 / В.С. Кондратенко; заявитель В.С. Кондратенко; заявл. 04.02.92; опубл. 12.15.94.
2. Двухлучевое лазерное термораскалывание хрупких неметаллических материалов / С.В. Шалупаев [и др.] // Оптический журнал. – 2005. – Т. 73. – № 5. – С. 62–66.
3. Экспериментальная механика: В 2-х книгах: Книга 1. Пер. с англ. / Под ред. А. Кобаяси. – М.: Мир, 1990. – 616 с.

В.А. Юревич, А.С. Скапцов, Д.Я. Каранчук

**УО «Могилёвский государственный университет
продовольствия», Беларусь**

СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ, ОТРАЖЁННЫХ АНСАМБЛЕМ АКТИВНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Изучение особенностей поглощения света и люминесценции в средах, образованных мелкодисперсными частицами, оказывается важным для возможно более точной оценки размера наночастиц, их концентрации, степени упорядоченности или периода расположения [1, 2]. Не менее важна задача определения характера физических механизмов, действенных в ходе процессов формирования наночастиц. Известно, что взаимодействие наночастиц между собой способно обусловить кооперативные эффекты, приводящие к возникновению зон проводимости в запрещенной зоне, к потерям мощности поглощенного излучения вследствие процессов передачи энергии (к тушению люминесценции), к интерференции люминесценции с возникновением эффектов усиления [2, 3]. Все эти процессы существенно зависят от концентрации и размера структурных элементов мелкодисперсных сред. Разрешению проблемы оценки по результатам эксперимента ряда физических свойств этих элементов может послужить и анализ закономерностей резонансной реакции таких сред на лазерное излучение. В частности, модуляция огибающей интенсивности прошедшего света или индуцированный в условиях нелинейности резонансного взаимодействия сдвиг несущей частоты должны проявлять зависимость от размера наночастиц, их концентрации и дипольного момента. Именно в коллективных процессах излучения средой коротких световых импульсов, когда частицы взаимодействуют только через переизлучаемое ими световое поле, корреляции образующих среду частиц зависят от их концентрации и дипольного момента (значение последнего связано с их размерами). Поэтому естественно ожидать, что закономерности коллективной реакции нанометрических частиц на излучение определяются их свойствами.

В настоящем сообщении моделируется процесс нутационных колебаний, которые развиваются на фронтах особо коротких оптических импульсов при их отражении средой, включающей совокупность нанометрических частиц в матрице, находящейся в конденсированном состоянии. Предполагается, что наночастицы

образуют ансамбль активных центров, способных коллективно реагировать на приложенное резонансное световое поле.

При формулировке расчётной модели предполагалось, что на слой среды, содержащей активные монодисперсные частицы, нормально падает плоская световая волна с несущей частотой ω . Амплитуда волны E_i относительно медленно меняется на расстояниях порядка длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ и на промежутках времени, сравнимых с периодом светового колебания. При предположении возможности резонансного отклика среды с учетом квазирезонансного эффекта нелинейности взаимодействие поля лазерного излучения с веществом в рамках двухуровневой схемы может быть описано аналогично [4] полуклассической системой уравнений Максвелла-Блоха для встречных компонентов резонансной поляризованности ρ_{\pm} и разности заселённости. В отличие от [4], однако, система записана с учётом продольной модуляции разности населённости интерференционным полем встречных волн:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\eta}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \mathbf{e}_+ &= \kappa \sqrt{\frac{\tau_1}{\tau_2}} \left[\rho_+ - \Delta n^* \mathbf{e}_- - i\beta(n - n_0) \mathbf{e}_+ \right], \\
 \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\eta}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \mathbf{e}_- &= -\kappa \sqrt{\frac{\tau_1}{\tau_2}} \left[\rho_- - \Delta n \mathbf{e}_+ - i\beta(n - n_0) \mathbf{e}_- \right], \\
 \dot{\rho}_+ + \left[1 - i \left(\frac{\beta}{2} (\mathbf{e}_+ \mathbf{e}_+^* + \mathbf{e}_- \mathbf{e}_-^*) \right) \right] \frac{\rho_+}{\tau_2} &= \frac{i\beta}{\tau_2} \rho_- (\mathbf{e}_+ \mathbf{e}_-^* + \mathbf{e}_- \mathbf{e}_+^*) + \frac{1}{\sqrt{\tau_1 \tau_2}} (n \mathbf{e}_+ + \Delta n^* \mathbf{e}_-), \\
 \dot{\rho}_- + \left[1 - i \left(\frac{\beta}{2} (\mathbf{e}_+ \mathbf{e}_+^* + \mathbf{e}_- \mathbf{e}_-^*) \right) \right] \frac{\rho_-}{\tau_2} &= \frac{i\beta}{\tau_2} \rho_+ (\mathbf{e}_+ \mathbf{e}_-^* + \mathbf{e}_- \mathbf{e}_+^*) + \frac{1}{\sqrt{\tau_1 \tau_2}} (n \mathbf{e}_- + \Delta n \mathbf{e}_+), \\
 \dot{n} &= \frac{1}{\tau_1} \left[n_0 - n - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau_1}{\tau_2}} (\rho_+^* \mathbf{e}_+ + \rho_+ \mathbf{e}_+ + \rho_-^* \mathbf{e}_- + \rho_- \mathbf{e}_-) \right], \\
 \dot{\Delta n} &= -\frac{1}{\tau_1} \left[n + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau_1}{\tau_2}} (\rho_+^* \mathbf{e}_- + \rho_- \mathbf{e}_+ + \rho_-^* \mathbf{e}_+ + \rho_+ \mathbf{e}_-) \right].
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{e}_{\pm}(x, t) = \mu \hbar^{-1} \sqrt{\tau_1 \tau_2} E_{\pm}(x, t)$ – нормированные амплитуды встречных волн, n и Δn – разность населённости и амплитуда её продольной модуляции, $\kappa = \mu^2 \omega_0 N \tau_2 / \varepsilon_0 \hbar c$ – коэффициент ненасыщенного поглощения на частоте резонанса и имеющий размерность m^{-1} , μ – средний дипольный момент наночастиц, N – их концентрация, τ_1 и τ_2 – времена продольной и поперечной релаксации, ω_0 – резонансная частота перехода, n_0 – начальное

значение разности заселённости, $\beta = 2\pi\mu^{-2}\hbar\varepsilon_0\Delta\alpha\sqrt{\tau_2/\tau_1}$ – параметр штарковского смещения, рассчитываемый для условий существования дефекта поляризуемости ($\Delta\alpha$ – разность поляризуемостей на уровнях основного перехода). Значения среднего дипольного момента μ в данной схеме могут быть оценены произведением заряда электрона e на плечо элементарного диполя d , величина которого примерно равна среднему размеру наночастицы.

В среде слоя образующие её наночастицы предполагались центрами, активно реагирующими на резонансное поле излучения. Естественно было считать, что их совокупность в начальный момент времени, т.е. в отсутствие зондирующего извне поля, находится в основном состоянии, т.е. $n(x, t=0) = n_0 = 1,0$; а резонансная поляризованность отсутствует – $\rho_{\pm}(x, t=0) = 0$.

Рассматривалась известная задача Дирихле, т.е. расчет зависимости отражённого поля на входной грани $e_-(x=0, t)$ после двойного обхода световой волны по длине среды L на основе (1) проводился при заданном распределении напряжённости поля $e_+(x=0, t) = \mu\hbar^{-1}\sqrt{T_1T_2}E_i(t)$. Считалось, что на отражающей грани слоя световая волна полностью отражалась, соответственно условием этого было – $e_-(x=L, t) = e_+(x=L, t)$. В задаче моделирования поведения отклика ансамбля наночастиц для сильно нестационарных условий внешнего воздействия определялась величина $Y(t) = e^2(t)$. Напряжённость поля $E_i(t)$ импульса пикосекундной длительности задавалась в виде гиперболического секанса с пиковой амплитудой e_0 .

Судя по результатам моделирования, проиллюстрированным на рисунке 1, резонансное взаимодействие коротких импульсов со средой в рассматриваемой схеме должно привести к возникновению особого рода структуры нормированной интенсивности $Y(t)$ отражённого средой импульса. Эта субструктура представляет собой следствие оптической нутации – колебаний разности населённостей с частотой Раби, определяемой мощностью светового поля входного импульса.

Полученные результаты могут быть основой для разработки приёмов диагностики свойств физических объектов, образуемых нанометрическими частицами. Самосогласованная коллективная реакция ансамбля этих частиц на импульсное поле зондирующего когерентного излучения обладает рядом характерных особенностей, которые обычно регистрируются в экспериментальных измерениях.

Главной среди этих особенностей является возникновение выраженной субструктуры в интенсивности оптических импульсов, отражённых слоем среды, образуемой наночастицами. Частота следования и число нутационных выбросов, образующих автоколебательную субструктуру, являются хорошо различимыми в измерении характеристиками и критичны по отношению к размеру и концентрации монодисперсных наночастиц.

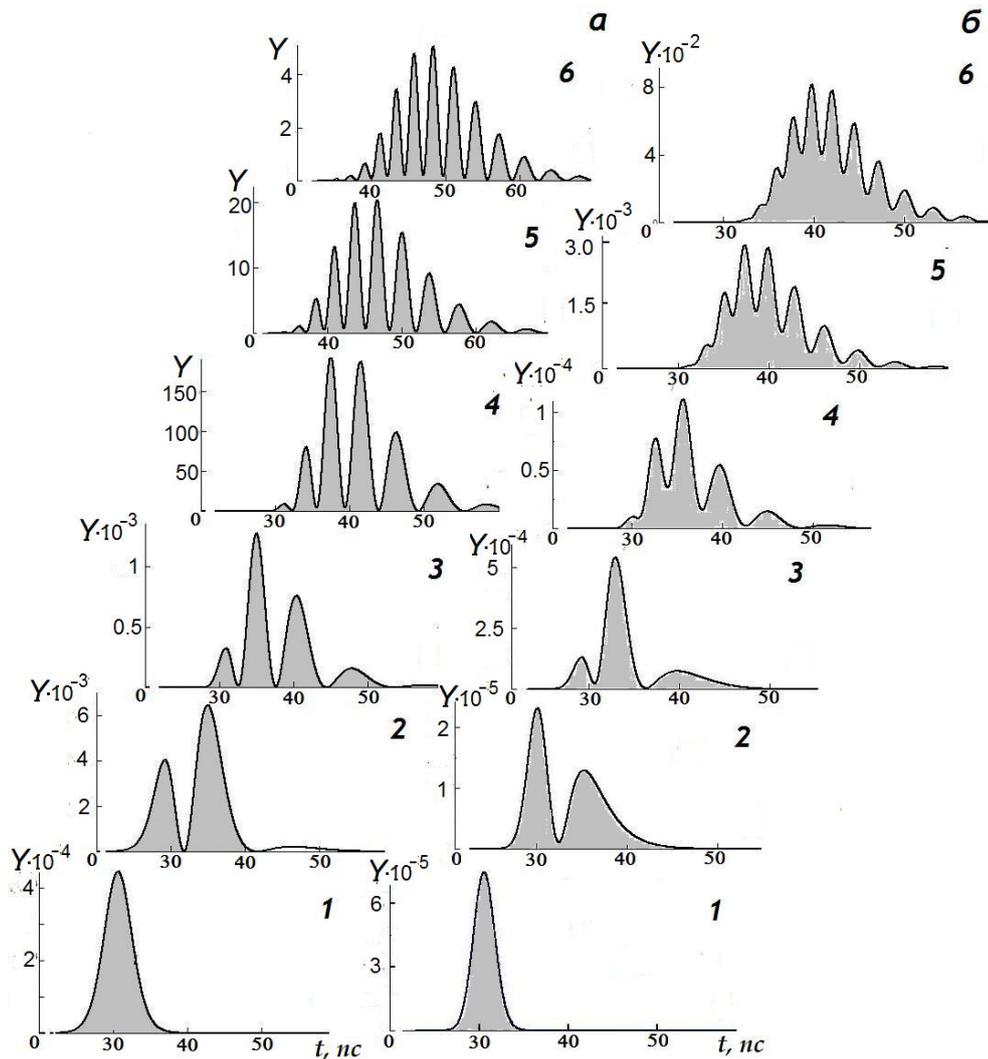


Рисунок 1 – Временная структура нормированной интенсивности излучения, отражённого слоем нанометрических частиц, в зависимости от параметра резонансного поглощения: $\kappa=0$ (кривые 1, форма входного импульса), 0,2 (2,*a*), 0,3 (2,*б*), 0,4 (3), 0,8 (4), 1,5 (5), 2,5 (6), $\epsilon_0=200$ (*a*), 2500 (*б*), $\tau_1=5,0 \cdot 10^{-9} \text{с}$, $\tau_2=1,0 \cdot 10^{-11} \text{с}$, $L=0,2 \text{м}$, $\lambda=1,23 \cdot 10^{-6} \text{м}$, $\eta=3,6$

Литература

1. Смынтына, В.А. Люминесцентные свойства нанокристаллов CdS, легированных атомами лития и алюминия / В.А. Смынтына, В.М. Скобеева, Н.В. Малущин // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. – 2011. – Т. 2 (8). – № 1. – С. 55.
2. Ekimov, A.I. Quantum size effect in semiconductor microcrystals / A.I. Ekimov, A.L. Efros, A.A. Onushenko // *Solid State Communication*. – 1995. – Vol. 56. – № 11. – С. 921.
3. Учет рассеяния и перепоглощения при анализе спектров люминесценции наночастиц / В.И. Кочубей [и др.] // *Квантовая электроника*. – 2011. – Т. 41. – № 4. – С. 335.
4. Юревич, В.А. Резонансная трансформация коротких оптических импульсов при прохождении через среду из монодисперсных наночастиц / В.А. Юревич, А.С. Скапцов, Ю.В. Юревич // *Вестник Белорусско-Российского ун-та*. – 2012. – Вып. 4 (37). – С. 125.

СОДЕРЖАНИЕ

Программный комитет.....	4
Организационный комитет.....	4
Секции семинара.....	5
Порядок работы семинара.....	6
Пленарное заседание.....	7

1. «Оптика и акустика кристаллов» (нелинейная оптика, гиротропия в оптике и акустике кристаллов)

Гиргель С.С. Пучки Куммера с переносимой конечной мощностью.....	8
Колядко Ж.В., Давыдовская В.В., Шепелевич В.В. Сингулярные оптические пучки с различными топологическими зарядами в фоторефрактивных кристаллах классов 23 и 4mm.....	12
Краморева Л.И., Савицкий А.И., Тельнова Е.М. Использование квазибездифракционных световых пучков в оптических схемах сканирующих устройств.....	16
Кулак Г.В., Крох Г.В., Николаенко Т.В., Ропот П.И. Поляризационно-независимая акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков в кристаллах теллура.....	20
Кулак Г.В., Матвеева А.Г., Николаенко Т.В., Особенности оптико-акустической диагностики клиновидных дефектов твердых тел.....	24
Макаревич А.В., Шепелевич В.В., Шандаров С.М. Оптимизация выходных характеристик смешанных голограмм в фоторефрактивном пьезокристалле bto среза $(\bar{1}\bar{1}0)$	28
Митюрин Г.С., Черненко Е.В., Свиридова В.В., Сердюков А.Н. Фотоакустическое преобразование квазибездифракционных световых пучков в гиротропных низкоразмерных структурах.....	34
Рыжевич А.А., Хило Н.А. Генерация второй гармоники световыми пучками с дислокацией волнового фронта первого порядка.....	42
Семченко И.В., С.А. Хахомов С.А., Самофалов А.Л., Асадчий В.С., Фаняев И.А., Наумова Е.В., Принц В.Я., Голод С.В. Разработка киральных метаматериалов для создания плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне на основе спиральных элементов оптимальной формы.....	46

Сотский А.Б., Парашков С.О., Дзен И.С., Василенко А.Н. Отражение света от металлической пленки в условиях аномального скин-эффекта.....	51
Стаськов Н.И., Парашков С.О. Аналитическое решение обратной задачи спектрофотометрии для поглощающего слоя на поглощающей подложке с диэлектрическим слоем.....	55
Тимощенко Е.В., Юревич Ю.В. Нелинейная восприимчивость тонкой плёнки плотной резонансной среды.....	60
Тимощенко Е.В., Юревич В.А., Юревич Ю.В. Расщепление сверхкороткого импульса при резонансном отражении от тонкой плёнки.....	64
Трохимчук П.П. Моделирование процессов и явлений релаксационной оптики. Кристаллооптические аспекты.....	69
Фаняев И.А., Державская Т.А., Семченко И.В., Хахомов С.А., Асадчий В.С. Поглощение нормально падающей плоской электромагнитной волны в тонком слое метаматериала на основе одновитковых оптимальных спиралей.....	73
Хило П.А., Белый В.Н., Петрова Е.С., Хило Н.А. Акустооптическое преобразование бесселевых световых пучков в гиротропных кристаллах.....	77
Хило П.А., Шаповалов П.С. Распространение Бессель- Гауссовых пучков в нелинейной среде.....	81
Шаповалов П.С., Дробышевский В.И. Взаимодействие эллиптических лазерных пучков в среде с керровской нелинейностью.....	85

2. Теория фундаментальных взаимодействий

(электрослабые свойства микрочастиц,

**электродинамические и адронные процессы взаимодействия,
гравитация и космология)**

Андреев В.В. Метод «строительных» блоков вычисления фейнмановских диаграмм.....	90
Андреев В.В., Дерюжкова О.М., Максименко Н.В. Амплитуда низкоэнергетического комптоновского рассеяния в ковариантном дипольном представлении.....	98
Ахраменко Н.А., Булавко Л.М. Масса массивной сферической оболочки с учетом гравитационного дефекта.....	104

Веко О.В. О квантизации условий обращения в ноль тока J^z для дираковского поля на границах области между двумя плоскостями.....	108
Гавриш В.Ю., Андреев В.В. Радиационные распады векторных мезонов в пуакаре-инвариантной квантовой механике.....	112
Гришечкин Ю.А., Капшай В.Н. Задача о S -состояниях рассеяния релятивистских двухчастичных систем в случае потенциалов однобозонного обмена.....	117
Дей Е.А. Численное решение уравнений солпитера для связанных состояний системы кварк-антикварк.....	121
Дей Е.А., Остапенко А.И. Численное и графическое исследование физических свойств эндофуллеренов.....	126
Желонкина Т.П., Лукашевич С.А. Об основных уравнениях классической электронной теории.....	132
Казмерчук К.В., Веко О.В., Овсюк Е.М. К теории атома водорода в космологической модели анти де Ситтера.....	135
Капшай В.Н., Фиалка С.И. Релятивистские двухчастичные уравнения с квазипотенциалом вида $(r^2 + a^2)^{-1}$	140
Константинова А.Ф., Константинов К.К. Циклические процессы при образовании жизни на Земле.....	144
Константинов К.К. Вселенная как конечное множество и обратная задача в теории причинно-связанных множеств.....	149
Овсюк Е.М., Казмерчук К.В., Веко О.В., Редьков В.М. Геометрия пространства де Ситтера, нестабильность атома водорода, функции Гойна.....	154
Покаташкин Г.С., Дерюжкова О.М. Пентакварк: за и против... ..	158
Фикс А.И., Левчук М.И., Львов А.И. О соотношении между полным сечением фотопоглощения на нейтроне и дейтроне во второй и третьей резонансных областях.....	163
Хило Н.А., Ропот А.П., Белый В.Н., Ропот П.И., Казак Н.С. Влияние дифракции на пространственную структуру пучка Эйри в дальней зоне при экранировании его боковых максимумов.....	168
Шамына А.А., Капшай В.Н. Задача о наклонном падении электромагнитной волны на слоистую биизотропную среду в методе многократных отражений.....	172

3. Новые материалы и технологии
(физика лазеров и лазерные технологии, ионно-лучевые
и плазменные технологии, формирование структуры
и свойства покрытий)

Алешкевич Н.А., Горбачев Д.Л., Федосенко Т.Н. О формировании интерференционных фильтров для ультрафиолетовой области спектра методом электронно-лучевого испарения.....	177
Алешкевич Н.А., Короткевич С.В., Кравченко В.В., Бобович С.О. Анализ состояния граничного смазочного слоя опор скольжения энергетического оборудования.....	180
Антонович Д.А., Залесский В.Г. Применение низкоэнергетичных электронных пучков заряженных частиц для реализации комбинированного воздействия на материалы.....	183
Асадчий В.С., Ради Ю., Третьяков С.А. Функциональные метаповерхности.....	188
Богдан А.В., Загерин А.И., Орлов А.Т., Пашкевич Г.А., Ульянова В.А. Пассивная ПАВ сенсорная система на основе наностержней ZNO.....	192
Банний В.А., Самофалов А.Л., Семченко И.В., Хахомов С.А. Поглотители электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе полимерных композитов и энантиоморфных структур....	196
Бураков В.С., Буцень А.В., Тарасенко Н.Н., Соболев Н.А., Тарасенко Н.В. Лазерно-плазменный синтез легированных наноструктур оксида цинка.....	201
Груздев В.А., Залесский В.Г., Солдатенко П.Н. Источники низкоэнергетичных пучков заряженных частиц.....	205
Емельянов В.А. Новые наноматериалы и технологии при производстве интегральных схем.....	210
Мышковец В.Н., Максименко А.В., Баевич Г.А. Технологические особенности импульсной лазерной обработки внутренних поверхностей деталей цилиндрической формы из конструкционных материалов.....	212
Пискунов С.В., Злотников И.И., Жура А.Ю. Влияние примесных атомов на структуру и свойства покрытий, формируемых микроплазменным анодированием алюминиевых сплавов.....	217

Подалов М.А., Семченко И.В. Создание планарных метаматериалов на основе омега-элементов с помощью вакуумно–плазменных технологий.....	221
Примак И.У., Хомченко А.В., Корнеева И.А. Методы рефлектометрии для исследования свойств наноразмерных слоев на кремнии.....	225
Рыжевич А.А., Солоневич С.В., Бушук С.Б., Железнякова Т.А. Методика определения эффективности лазерофореа.....	230
Савенко В.С., Прокопович Е.В. Динамический пинч-эффект при электропластической деформации двойникованием.....	234
Сидский В.В., Осипова И.Ю., Семченко А.В., Залесский В.Б., Малютина-Бронская В.В. Наноструктурированные активные слои на основе оксида цинка для применения в солнечных элементах.....	238
Хомченко А.В., Примак И.У., Василенко А.Н. Анализ распределения величины двулучепреломления в автомобильных закаленных стеклах.....	242
Шалупаев С.В., Богданович П.Н., Никитюк Ю.В., Серeda А.А., Близнец Д.А. Численное моделирование и тепловизионные измерения лазерного термораскалывания силикатных стекол.....	246
Шершнеv Е.Б., Никитюк Ю.В., Соколов С.И., Шершнеv А.Е. Повышение эффективности лазерного управляемого термораскалывания силикатных стекол.....	251
Юревич В.А., Скапцов А.С., Каранчук Д.Я. Сверхизлучательная трансформация импульсов, отражённых ансамблем активных наночастиц.....	254

Научное издание

**НАУЧНЫЙ СЕМИНАР
ПО ОПТИКЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ,
ПОСВЯЩЕННЫЙ 70-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ
А. Н. СЕРДЮКОВА**

Материалы семинара

Подписано в печать 03.09.2014. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Ризография. Усл. печ. л. 15,34.
Уч.-изд. л. 16,77. Тираж 30 экз. Заказ 493.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/87 от 18.11.2013.
Специальное разрешение (лицензия) № 02330 / 450 от 18.12.2013.
Ул. Советская, 104, 246019, Гомель.