

ՓԻԶԻԿԱ • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

АЖ 415

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

50

№ 2



ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" շՐՏԱՏՐԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ГИТУТЮН" НАН РА

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2015

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՂԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Ն. Մելիքյան
Ա. Ռ. Սկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Ա. Մ. Սիրունյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

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

Адрес редакции: Республика Армения, 0019
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
0019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Baghramyan Ave.,
Yerevan, 0019, Republic of Armenia.

УДК 535.126

О ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ЧАРМОНИЯ В ЯДРО–ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

В.М. ЖАМКОЧЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

* e-mail: vzh@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 31 октября 2014 г.)

Рассмотрены процессы образования $c\bar{c}$ -состояний в соударениях двух ядер. Найдены выражения для инклюзивных спектров $BA \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации налетающего нуклона ядра B . Представлены результаты расчетов для различных ядер-мишеней A и различных значений энергии нуклонов ядра B .

Проблема теоретического описания процессов образования $c\bar{c}$ -состояний (чармония) в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях остается актуальной на протяжении более тридцати лет. Обнаружение в свое время эффекта “подавления” J/ψ по сравнению с процессами типа Дрелла–Яна в столкновениях релятивистских ионов [1] явилось стимулом для нового этапа исследований аналогичных процессов в адрон–ядерных соударениях [2-4].

Термином “подавление” J/ψ в процессах адророждения на ядрах принято характеризовать уменьшение отношения

$$R(A/N) = \sigma^{hA \rightarrow J/\psi X} / A\sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} \quad (1)$$

с ростом A – атомного номера ядра-мишени [3-6]. Аппроксимации $\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X} \simeq \sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} A^\alpha$ соответствует при этом значению $\alpha < 1$, в то время как для процессов типа Дрелла–Яна, $hA \rightarrow \mu^+\mu^- X$ ($M_{\mu^+\mu^-} > 4$ ГэВ), $\alpha_{DY} \simeq 1$ [2,3].

Необходимо отметить, что большинство моделей [4-8], объяснявших A -зависимость спектров $hA \rightarrow J/\psi X$, были основаны на предположении о малости в этих процессах эффектов, связанных с взаимодействием начальных адронов h в ядерной среде вплоть до момента образования пары $c\bar{c}$. Основным доводом в пользу такого предположения являлась аналогия с процессами типа Дрелла–Яна, для которых подобная малость следовала из экспериментальных данных [2,9]. При этом A -зависимость сечения образования чармония, как правило, объяснялась присутствием абсорбтивной компоненты сечения σ_{abs}^w в ядерной среде, а также вкладом начальных состояний со “скрытым чармом” [10].

Напомним, что основным механизмом в процессах типа Дрелла-Яна в

области фрагментации начального адрона является аннигиляция одной из его валентных компонент с морским партеном мишени, в то время как в процессах адророждения чармония доминируют диаграммы, соответствующие слиянию жестких глюонов [10]. Таким образом, существует значительное различие в механизмах двух указанных процессов, что может быть причиной “подавления” J/ψ даже в случае малости $\sigma_{\text{abs}}^{\psi}$ [11].

Альтернативный подход в описании процессов $hA \rightarrow c\bar{c}X$, предполагающий пренебрежимую малость $\sigma_{\text{abs}}^{\psi}$, был в свое время предложен в работах [11-13]. При этом корректный учет неупругих взаимодействий в ядре до акта образования $c\bar{c}$ -пары позволил количественно описать практически всю совокупность данных [3-6] по спектрам $d\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X}/dx$ и соответствующим интегральным сечениям. Здесь и ниже $x \equiv x_{\text{lab}} \approx x_F$.

Использованная модель предполагала распространение в ядре промежуточной адроподобной системы H , сохраняющей основные свойства начального адрона [14], причем акту рождения $c\bar{c}$ -пары могло предшествовать произвольное число неупругих соударений H с нуклонами ядра. Предполагалось, что сам акт рождения $c\bar{c}$ -пары происходит локально при взаимодействии морских партенов в одном из актов соударения начального адрона h или промежуточного состояния H с нуклонами ядра. Модели глюон-глюонного и $q\bar{q}$ -слияния [15] не противоречат такому подходу.

Сечения поглощения и неупругого рассеяния пары $c\bar{c}$ в ядре предполагались пренебрежимо малыми. Это могло быть как следствием малости таких сечений для состояний чармония, так и следствием большой длины его формирования [16].

Достигнутое согласие практически со всеми существующими экспериментальными данными по процессам $hA \rightarrow c\bar{c}X$ является существенным доводом в пользу обобщения подхода [11,12] на процессы образования чармония в ядро-ядерных соударениях $BA \rightarrow c\bar{c}X$.

Рассмотрим процесс рождения J/ψ при столкновении одиночного протона p с ядром A . В указанной модели выражение для инклюзивного сечения этого процесса будет иметь следующий вид [12]:

$$d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx, \quad (2)$$

$$d\sigma_{(1)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx = d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx,$$

$$\begin{aligned} d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p)/dx &= (1/\sigma_{pN})^{n-1} \times \\ &\times \int d\sigma_{nd}^{pN \rightarrow HX}(x_1)/dx_1 d\sigma_{nd}^{HN \rightarrow HX}(x_2)/dx_2 \dots d\sigma^{HN \rightarrow J/\psi X}(x_n, x_1 \dots x_{n-1}, E_p)/dx \times \\ &\times \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad n \geq 2, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned}
\tilde{N}_1(A, \sigma) &= 1 / \sigma \int (1 - \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\}) d^2b, \\
\tilde{N}_n(A, \sigma) &= \tilde{N}_1(A, \sigma) - \sum_{k=1}^{n-1} N_k(A, \sigma), \quad n \geq 2, \\
N_k(A, \sigma) &= 1 / \sigma k! \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^k \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \\
T_A(\mathbf{b}) &= \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\rho_A(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени, σ_{pN} – полное сечение недифракционного pN – взаимодействия, E_p – энергия налетающего протона.

Физический смысл (2) весьма прост. Величины $d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi} / dx$ представляют собой дифференциальные сечения n -кратного недифракционного взаимодействия с нуклонами ядра с образованием в последнем соударении $c\bar{c}$ -состояния, в то время как множители $\tilde{N}_n(A, \sigma_{pN})$ определяют эффективное число нуклонов, на которых может происходить указанный акт $p(H)N \rightarrow c\bar{c}X$. Согласно идеологии модели [14], спектры $d\sigma^{pN \rightarrow c\bar{c}X} / dx$ и $d\sigma^{HN \rightarrow c\bar{c}X} / dx$ предполагались одинаковыми.

При выводе выражения (2), также как и в работах [11,12], не ставилось целью детальное описание процессов при $x \rightarrow 1$, и для спектров $p(H)N \rightarrow HX$ использовалась упрощенная запись

$$d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx = d\sigma_{nd}^{p(H)N \rightarrow HX} / dx + \sigma_{pN}^d \delta(x-1), \tag{5}$$

где $d\sigma_{nd}^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ – спектры в недифракционной области и σ_{pN}^d – полное сечение дифракционных процессов.

С учетом результатов работы [13], расчет инклюзивных спектров процессов $pA \rightarrow J/\psi X$, согласно выражениям (2), может иметь приемлемую точность лишь при $x \geq 0.3$. При меньших значениях x становятся существенными поправки, обусловленные вкладом в процесс промежуточных мезонных каналов [13].

Рассмотрим далее в аналогичной модели процесс $BA \rightarrow J/\psi X$. Его схематическое изображение в системе центра масс сталкивающихся ядер представлено на рис.1.

В тех же приближениях, что и при выводе выражений для инклюзивных спектров $d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx$, для спектров $d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx$ можно получить следующее выражение:

$$d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(B, A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx, \tag{6}$$

где величины $d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx$, $1 \leq n \leq A$, определены в (3).

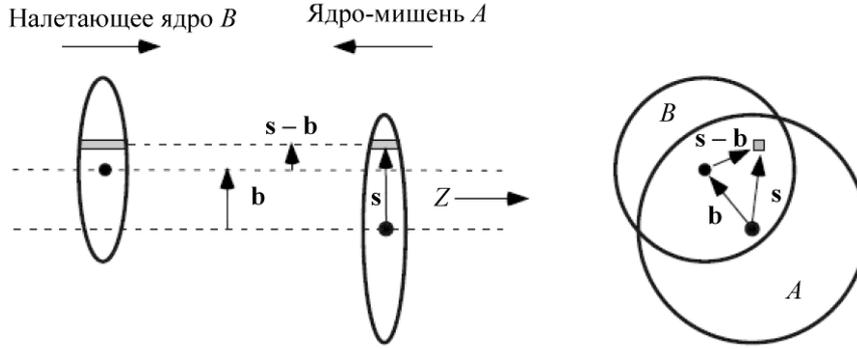


Рис.1. Геометрическая схема процесса столкновения двух ядер в системе их центра масс.

При выводе формулы (6) предполагалось, что все сечения и спектры в данной задаче изотопически инвариантны. Индекс p , обозначающий протон, в формулах, касающихся процессов $BA \rightarrow J/\psi X$, должен указывать на усредненный нуклон. Переменная x в формуле (6), как и в процессе с начальным протоном, определяется отношением энергии конечной частицы к энергии E_p единичного налетающего протона.

Эффективные нуклонные числа $\tilde{N}_n(B, A, \sigma_{pN})$ могут быть получены из величин (4) путем общей замены вида

$$\int F(T_A(\mathbf{b}))d^2b \rightarrow \int T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})F(T_A(\mathbf{s}))d^2bd^2s, \quad (7)$$

где $T_B(\mathbf{b}) = \int \rho_B(\mathbf{b}, z)dz$ и $\rho_B(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра B .

Отметим, что в выражениях (4) интегрирование по d^2b соответствует в эйкональном подходе интегрированию по прицельному параметру налетающего протона. При соударении двух ядер интегрирование по d^2b в правой части выражения (7) соответствует интегрированию по прицельному параметру центра налетающего ядра B . Интегрирование же по d^2s учитывает среднее число $T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})d^2s$ налетающих нуклонов в элементах объемах $d^2s \int dz$ ядра B (см. рис.1).

Очевидно, что с заменой $\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{b}' = \mathbf{s} - \mathbf{b}$ мы получим

$$\int T_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})F(T_A(\mathbf{s}))d^2bd^2s = \int T_B(\mathbf{b}')d^2b' \int F(T_A(\mathbf{s}))d^2s = B \int F(T_A(\mathbf{s}))d^2s,$$

откуда

$$\tilde{N}_n(B, A, \sigma_{pN}) \equiv B \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}). \quad (8)$$

Таким образом, инклюзивные спектры $d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p)/dx$ оказываются линейно зависящими от массового числа B налетающего ядра:

$$d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, E_p) / dx = B \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{pN}) d\sigma_{(n)}^{p \rightarrow J/\psi}(x, E_p) / dx. \quad (9)$$

Такая зависимость для инклюзивных спектров получена в данной работе впервые. Она является следствием того, что в примененной модели, фактически, прослеживается путь каждого из налетающих нуклонов (с учетом его перехода в промежуточное состояние), и конечные частицы наблюдаются в области фрагментации этих нуклонов.

Отсюда можно заключить, что линейность по массовому числу B (с другим набором эффективных нуклонных чисел) будет характерна и для процессов, в которых регистрируемые адроны образуются в результате фрагментации лидирующих состояний H [17].

Необходимо отметить, что при взаимодействии двух ядер существует определенная вероятность повторных столкновений для нуклонов ядра A , приводящих к заметному уменьшению эффективного значения $\sqrt{s_{NN}}$ для сталкивающихся нуклонов (по сравнению с взаимодействием с покоящимся нуклоном). Это в свою очередь может оказаться существенным для процессов, в которых нарушается фейнмановский скейлинг, т.е. для процессов с явной зависимостью сечений от $\sqrt{s_{NN}}$. Процессы рождения чармония относятся именно к этому типу. Поэтому, чтобы уменьшить возможные неточности в предсказаниях, целесообразно ограничиться здесь случаями столкновений легких ядер B с тяжелыми ядрами A ($B \ll A$), при которых эти неточности не должны быть существенными.

В проведенных расчетах инклюзивные сечения рождения J/ψ в нуклон-нуклонных соударениях параметризовались в виде [18]

$$d\sigma^{N(H)N \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{NN}}) / dx \sim (1+c) \left[1 - M_\psi / \sqrt{s_{NN}} \right]^n (1-x)^c, \quad (10)$$

где $c = a / (1 + b / \sqrt{s_{NN}})$ и M_ψ – масса чармония. Значения параметров a , b и n приведены в работе [18]. Для сечений $d\sigma^{p(H)N \rightarrow HX} / dx$ использовались те же параметризация и константы, что и в работах [11,12].

Расчет эффективных нуклонных чисел (4) выполнялся в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности (параметры взяты из работы [19]).

В работе вычислялись отношения вида

$$R(x) = \frac{1}{BA} \left[\frac{d\sigma^{BA \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{NN}}) / dx}{d\sigma^{pN \rightarrow J/\psi X}(x, \sqrt{s_{NN}}) / dx} \right] \quad (11)$$

для различных ядер-мишеней и различных значений энергии E_p , приходящейся на нуклон налетающего ядра B .

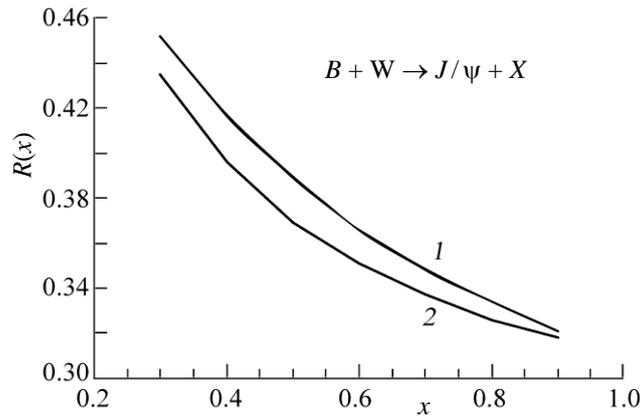


Рис.2. Отношения $R(x)$ для ядра-мишени W^{184} : кривая 1 – $E_p = 200$ ГэВ, кривая 2 – $E_p = 1$ ТэВ.

Отметим, что ввиду линейной зависимости спектров (9) от массового числа B , отношения $R(x)$ будут одинаковыми для любых налетающих ядер, включая одиночный протон.

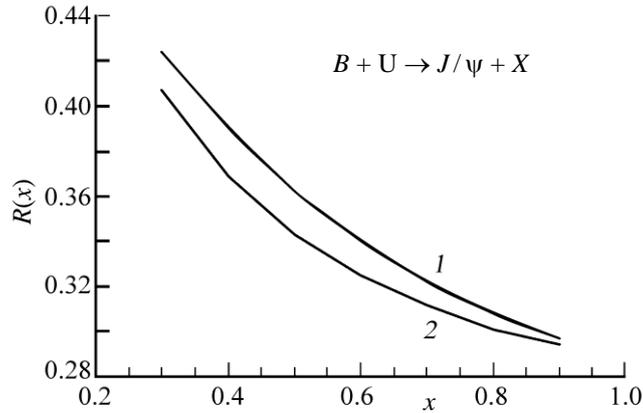


Рис.3. Отношения $R(x)$ для ядра-мишени U^{238} : кривая 1 – $E_p = 200$ ГэВ, кривая 2 – $E_p = 1$ ТэВ.

На рис.2,3 представлены полученные кривые $R(x)$ для ядер-мишеней W^{184} и U^{238} при энергиях $E_p = 200$ ГэВ и $E_p = 1$ ТэВ, соответственно.

Как видно из приведенных кривых, величины $R(x)$ в расчетных областях всюду существенно меньше единицы и падают с ростом x и ростом массового числа ядра-мишени. Это можно рассматривать как проявление эффекта “подавления” J/ψ . Напомним, что сечения поглощения и неупругого рассеяния пары $c\bar{c}$ в ядре считались пренебрежимо малыми, и эффект “подавления” в примененной модели является исключительно следствием энергетических потерь лидирующего состояния в ядре до акта образования $c\bar{c}$ -пары.

Имея в виду хорошее согласие модели [11,12] практически со всеми данными [3-6] по инклюзивным спектрам $hA \rightarrow J/\psi X$ ($h = p, \pi$), на наш взгляд, представляло бы существенный интерес сравнение приведенных результатов с экспериментальными данными по процессам $BA \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации единичного налетающего нуклона ядра B . К сожалению, такие данные в настоящее время отсутствуют.

Согласие с экспериментом было бы важным аргументом в пользу описанной выше картины образования чармония [11-13], без привлечения дополнительных гипотез, таких как, например, гипотеза о “скрытом чарме”, которая является принципиально необходимой в моделях [4-8] для объяснения A -зависимости спектров $hA \rightarrow J/\psi X$ при $x \rightarrow 1$.

С другой стороны, расхождения с экспериментальными данными могли бы свидетельствовать о новых коллективных явлениях в ядро-ядерных взаимодействиях, не сводящихся лишь к нуклон-нуклонным столкновениям. Так увеличение эффекта “подавления” J/ψ по сравнению с предсказанным в данной работе могло бы указывать на процессы диссоциации чармония в кварк-глюонной плазме, образующейся в ядро-ядерном взаимодействии [20].

Автор выражает глубокую благодарность Г.Р. Гулканяну за обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A. Bussiere, et al.** Z. Phys., **C38**, 117 (1988).
2. **D.M. Alde, et al.** Phys. Rev. Lett., **64**, 2479 (1990).
3. **S. Kartik, et al.** Phys. Rev. D, **41**, 1 (1990).
4. **D.M. Alde, et al.** Phys. Rev. Lett., **66**, 133 (1991).
5. **J. Badiar, et al.** Z. Phys., **C20**, 101 (1983).
6. **S. Katsanevas, et. al.** Phys. Rev. Lett., **60**, 2121 (1988).
7. **A. Capella, et al.** Phys. Lett. B, **206**, 354 (1988).
8. **D. Blashke, J. Hüfner.** Phys. Lett. B, **281**, 364 (1992).
9. **A.S. Ito, et al.** Phys. Lett. D, **23**, 604 (1981).
10. **R. Vogt, S.J. Brodsky, P. Hoyer.** Nucl. Phys. B, **360**, 67 (1991).
11. **В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **55**, 543 (1992).
12. **V.M. Zhamkochyan.** Z. Phys., **C60**, 557 (1993).
13. **Ш.С. Еремян, В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **59**, 1097 (1996).
14. **В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **52**, 1127 (1990); **V.M. Zhamkochyan.** Z. Phys., **C58**, 435 (1993).
15. **B.L. Combridge.** Nucl. Phys. B, **151**, 4299 (1979); **J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman.** Nucl. Phys. B, **263**, 37 (1986).
16. **S.J. Brodsky, A.H. Mueller.** Phys. Lett. B, **206**, 685 (1988).
17. **В.М. Жамкочян.** Ядерная физика, **58**, 1338 (1995).
18. **V. Abramov, et al.** FERMILAB-PUB-91-062-E (1991).
19. **P.V. Murthy, et al.** Nucl. Phys. B, **92**, 269 (1975).
20. **P.P. Bhaduri, A.K. Chaudhuri, S. Chattopadhuri.** Phys. Rev. C, **88**, 061902(R) (2013).

ՄԻՋՈՒԿ-ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԲԱԽՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ՉԱՐՄՈՆԻՒՄԻ
ՇՆՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ

Դիտարկված են երկու միջուկների բախումներում $c\bar{c}$ վիճակների առաջացման պրոցեսները: Գտնված են $BA \rightarrow J/\psi X$ ինկլյուզիվ սպեկտրների համար արտահայտությունները՝ B – միջուկի ընկնող նուկլոնի բեկորացման տիրույթում: Ներկայացված են հաշվարկների արդյունքները տարբեր A – թիրախ միջուկների համար և B – միջուկի նուկլոնների տարբեր էներգիաների համար:

ON THE PROCESSES OF CHARMONIUM PRODUCTION
IN NUCLEUS–NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

Processes of production of $c\bar{c}$ -states in collisions of two nuclei are considered. Expressions for inclusive spectra $BA \rightarrow J/\psi X$ in the fragmentation region of the incident nucleus B nucleon are derived. Results of calculations for different target nuclei A and for different energies of nucleus B nucleons are presented.

УДК 539.17

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ СТАБИЛИЗАЦИИ И ПОНИЖЕНИЯ ФОНА В ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ ОБРАЗЦОВ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

О.М. ПОП*, М.В. СТЕЦ, В.Т. МАСЛЮК

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

*e-mail: oksana_pop@i.ua

(Поступила в редакцию 12 ноября 2014 г.)

Рассмотрен гамма-спектрометрический комплекс ИЭФ НАН Украины, который использует пассивную, многослойную внешнюю защиту (изготовлен в 1989 г.). Разработана и исследована система стабилизации и понижения фона в гамма-спектрометрическом комплексе. Как метрологические коэффициенты рассматриваются коэффициенты эффективности защиты, расчет и анализ которых показывает, что их значения отличаются для различных энергий гамма-квантов и различных гамма-активных нуклидов.

1. Введение

Гамма-спектрометрический комплекс (ГСК) представляет собой систему, состоящую из детектора Д ионизирующих частиц (в нашем случае – гамма-квантов); предварительного усилителя, усилителя, многоканального анализатора импульсов и т.д.; программного обеспечения; внешней защиты – металлической конструкции, предназначенной для защиты детектора от внешнего излучения и понижения фона системы [1].

Детекторы и электроника представляют собой стандартные узлы. Внешняя защита представляет собой металлическую конструкцию, которая предназначена для понижения фона детектора. В некоторых случаях она защищает персонал от излучения образца. Конструкция защиты зависит от многих факторов, поэтому она достаточно индивидуальна. Такими факторами являются: задачи, для которых используется гамма-спектрометрический комплекс; местоположение ГСК (детекторного помещения); местоположение научного помещения (лаборатория) – географические координаты [1].

В нашем случае гамма-спектрометрический комплекс выполняет две задачи:

- прикладную ядерную гамма-спектрометрию наведенной гамма-активности (высокие уровни гамма-активности);
- прикладную ядерную гамма-спектрометрию естественной гамма-активности (низкие уровни гамма-активности).

ГСК ИЭФ НАН Украины использует полупроводниковый Ge(Li)-детектор ДГДК 100В (Д), размещенный в пассивной многослойной (Pb+Cd+Fe+Cu+Al)4π – защите (внешняя защита). Жесткое гамма-излучение образца, который размещается в середине внешней защиты, возбуждает рентгеновское излучение в этом же образце (в частности, Pb (76.74 KeV)) [2].

1.1. Нестабильность фона внутренней окружающей среды

Метеорологическая ситуация влияет на уровень гамма-активности воздуха. Компонентами воздуха являются радиоактивные газы – ^{14}C (составляющая углекислого газа CO_2), изотопы Rn. Они, в свою очередь, влияют на значения активностей дочерних гамма-активных нуклидов (ГАН) [3]: $^{220}\text{Rn} - ^{212}\text{Pb}$, ^{212}Bi , ^{208}Tl (ряд ^{232}Th); $^{219}\text{Rn} - \text{ряд } ^{235}\text{U}$; $^{222}\text{Rn} - ^{214}\text{Pb}$, ^{214}Bi (ряд ^{238}U) и дисперсию этих значений. Эти дочерние гамма-активные нуклиды имеют интенсивные линии. Поэтому они фактически составляют основной образ гамма-спектра, формируя его не только своими пиками полного поглощения, но и комптоновскими распределениями, пиками сумм, пиками одиночных и двойных вылетов, рентгеновскими пиками и т.п.

Бета-частицы распада ^{14}C , попадая в вещество, тормозятся. Это приводит к возникновению в нем тормозного гамма-излучения, которое регистрируется детектором. Сказанное относится и к другим бета-активным радионуклидам. Тормозное излучение, имея непрерывный спектр, сильно изменяет гамма-спектр в области низких энергий гамма-квантов. При повышении влажности (> 90%) и понижении температуры происходит конденсация влаги на охлажденных поверхностях (поверхности детектора, криостата и т.п.).

Радон (Rn) – тяжелый газ, который хорошо конденсируется на охлажденных поверхностях и вместе с атмосферной водой накапливается за время отсутствия естественной и принудительной вентиляции (подробнее физико-химические свойства Rn см. в [4]). Источником Rn является внешняя окружающая среда гамма-спектрометрического комплекса: скальные породы, на которых построен лабораторный корпус, система канализации, материал защиты микротрона. Радон есть и в воздухе, приносится к нам ветрами. Во время осадков его концентрация возрастает.

Укажем, что каждый из указанных основных факторов влияния на значение фона имеет собственную динамику. Эти факторы действуют одновременно.

1.2. Предел возможностей прикладной ядерной гамма-спектрометрии на гамма-спектрометрическом комплексе

Сейчас ГСК отвечает, в основном, требованиям современной прикладной ядерной гамма-спектрометрии облученных образцов (наведенная активность) и природной активности образцов массой 100–1000 г, с пределом таких

измерений на уровне удельных активностей > 10 Бк/кг и погрешностью $> 10\%$. Значения удельных активностей на уровне 10 Бк/кг соответствуют интенсивностям I на уровне $n - 10^{-3}$ имп/с. Это уровень интенсивностей гамма-фона. Укажем, что речь идет о спектрометрии естественной гамма-активности, аппаратный гамма-спектр (АГС) которой определяется в большинстве случаев одним и тем же списком гамма-активных нуклидов (см. выше). Поэтому АГС фона \approx АГС образца.

Предел возможностей, не в последнюю очередь, определяется рентабельной продолжительностью измерений: $\leq 4-8$ часов/образец. Можно считать, что это является границей, у которой будем находиться, если не изменить условия работы гамма-спектрометрического комплекса [1].

2. Система стабилизации и понижения фона ГСК

Рассмотрены основные факторы, влияющие на работу ГСК отдела фото-ядерных процессов ИЭФ НАН Украины. Сделана попытка обосновать целесообразность стабилизации и понижения фона в ГСК. На основе этого была разработана система стабилизации и понижения фона гамма-спектрометрического комплекса (ССПФ ГСК). Она состоит из подсистем, комбинация которых формирует геометрию измерения. Выбор конструкции и материала для ССПФ обусловлен следующими требованиями: он должен быть недорогим, конструкция ССПФ должна быть простой, мобильной, поддаваться очистке, последующей возможной модернизации и демонтажу. Разрабатываемая система является составной частью ГСК и включает в себя существующую внешнюю защиту.

2.1. Подсистема фиксированного объема и состава воздуха

Для уменьшения неконтролируемого пространства в детекторном помещении создана система фиксированного объема и состава воздуха (ФОСВ). Воздух считается изолированным в этих объемах, несмотря на неполную герметичность. Новые поступления радионуклидов – замедленные. Воздух, изолированный в ФОСВ, не участвует в неконтролируемой или принудительной конвекции.

2.2. Подсистема шлюзов

Подсистема из 5 последовательных шлюзов (пропускников) доступа к гамма-спектрометрическому комплексу создана для:

- уменьшения неконтролируемой конвекции воздуха между детекторным помещением и другими помещениями;
- уменьшения неконтролируемой конвекции воздуха;
- конденсации атмосферной влаги в наружной защите.

2.3. Подсистема температурных градиентов

Двигателем неконтролируемой конвекции воздуха, как известно, могут быть перепад давлений и температурные градиенты (перепады температур), которые зависят от климатических условий и т.д. Для разрешения этой проблемы была создана подсистема температурных градиентов. Она обеспечивает стабильный перепад температур в середине внешней защиты (где, как указывалось, есть центр конденсации), между внешней защитой и детекторным помещением, между детекторным помещением и смежным измерительным помещением.

2.4. Теплоизоляция

Установлено, что определенное значение имеет и температура внутренних (металлических) поверхностей внешней защиты. Поэтому они были закрыты теплоизолятором. Кроме теплоизоляции, эти дополнительные поверхности препятствовали попаданию воздуха из щелей внешней защиты.

2.5. Подсистема вентиляции

Установлено, что полная теплоизоляция без вентиляции приводит к нежелательному повышению температуры воздуха и нагреву электроники. Поэтому была создана подсистема вентиляции с небольших компактных вентиляторов, которые вентилировали воздух в наружную верхнюю защиту и внешнюю нижнюю защиту.

2.6. Внутренняя защита

Прикладная ядерная гамма-спектрометрия различных, в том числе и объемных, образцов, в которых находятся объемы воздуха, нуждается в дополнительной внутренней защите (ВЗ). Эта защита находится во внешней верхней защите (ВВЗ). Под термином «объемный» следует понимать не только крупные образцы, но и образцы произвольной массы, формы и размеров, например, археологические объекты. Эта защита служит для одновременной защиты поверхности кристалла и объемных образцов. Она состоит из:

- внутренней верхней защиты (ВВЗ), которая защищает образцы.
- внутренней нижней защиты (ВНЗ), которая защищает боковую поверхность детектора.

Разработано несколько конструкций внутренней защиты, состоящих из фольг Al, Cd, Ta и Cu.

2.7. Геометрии

Реализация указанных технических решений шла постепенно в разных направлениях, которые условно названы геометриями. Следующая геометрия, как правило, является развитием предыдущей. Всего исследовали 21 геометрию. Укажем те геометрии, которые использовались в качестве базовых, для сравнения с другими геометриями.

Геометрия 0. В этой геометрии начинались измерения. Детектор находится во внешней защите. Осуществляется вентиляция внешней защиты и детекторного помещения. Проводится прикладная ядерная гамма-спектрометрия стандартных источников гамма-квантов, то есть измерения, для которых наличие внешней защиты не критично.

Геометрия 3. Это геометрия, когда детектор находится вне защиты в детекторном помещении. Используется как базовая для сравнения между собой различных геометрий и различных уровней гамма-фона ближней окружающей среды.

2.8. Режимы измерений гамма-фона

Кроме геометрий были выделены два режима (способа) измерения фона. Это фон накопления и фон вентиляции.

Фон накопления – стартовое измерение гамма-фона после ночного или иного длительного перерыва, когда в детекторном помещении и во внешней защите никакие работы не проводились.

Фон вентиляции – следующее измерение, когда с целью уменьшения возможного накопления радиоактивности в воздухе детекторного помещения и внешней защиты осуществляется интенсивная тепловентиляция.

Оба типа фонов осуществляются в геометрии 0.

3. Эксперимент

3.1. Гамма-спектрометрия

Весь процесс разработки ССПФ контролировался гамма-спектрометрически. Измерения выполнялись на полупроводниковом Ge(Li)-детекторе ДГДК 100В (Д). Продолжительность ТС одного измерения составляла от 0.5 до 2 часов. Пакет программ SBS-40 выполняет функции многоканального амплитудного анализатора.

3.2. Список гамма-активных нуклидов и их линий

Основные линии (ППП) обнаружены и идентифицированы программой SBS-40. Это гамма-активные нуклиды: ^{228}Ac (338 КэВ; 968 КэВ; 911 КэВ); ^{212}Pb (239 КэВ); ^{212}Bi (727 КэВ); ^{208}Tl (583 КэВ; 2614 КэВ); ^{226}Ra (186 КэВ); ^{214}Bi (609 КэВ; 1120 КэВ; 1765 КэВ); ^{214}Pb (295 КэВ; 351 КэВ); ^{40}K (1461 КэВ); ^{137}Cs (662 КэВ).

3.3. Расчеты количественных характеристик

Для получения количественных характеристик и дальнейшего сравнительного анализа использовались значения интенсивностей I :

$$I = \Delta Sx / TC_{ж},$$

где $\Delta Sx = S - Sf$; S – площадь пика полного поглощения; ΔSx – часть S , созданная активностью линии гамма-активного нуклида в аппаратурном гамма-спектре образца x ; Sf – часть S , созданная активностью той же линии гамма-активного нуклида в аппаратурном гамма-спектре фона f ; $ТСж$ – живое время измерения.

Для серии измерений одной геометрии находились (см. [5]) средние арифметические значения I_{cp} (функция СРЗНАЧ)

$$I_{cp} = \frac{\sum I}{n}$$

и стандартные выборочные отклонения (функция СТАНДОТКЛОН)

$$s = \sqrt{\frac{n \sum I^2 - (\sum I)^2}{n(n-1)}}.$$

Имея средние значения I_{cp} и стандартные отклонения s , можно эти значения упорядочить по геометрии и значениям (от большего к меньшему).

3.4. Коэффициенты эффективности защиты как оценка эффективности системы стабилизации и понижения фона

Для сравнительного анализа необходима определенная количественная характеристика, которая давала бы возможность непосредственно сравнивать данные различных геометрий X с одной выбранной (базовой) геометрией. В качестве такой базовой геометрии выбрали геометрию 3 (геометрия 3: измерения вне защиты, в детекторном помещении) и определили величину, которую назвали коэффициентом эффективности защиты (КЭЗ):

$$КЭЗ = 1 / (I_{cp}(X) / I_{cp}(Y)).$$

На рис.1 приведены значения КЭЗ, упорядоченные «от меньшего к большему», для различных геометрий X . Видно, что значения КЭЗ удовлетво-

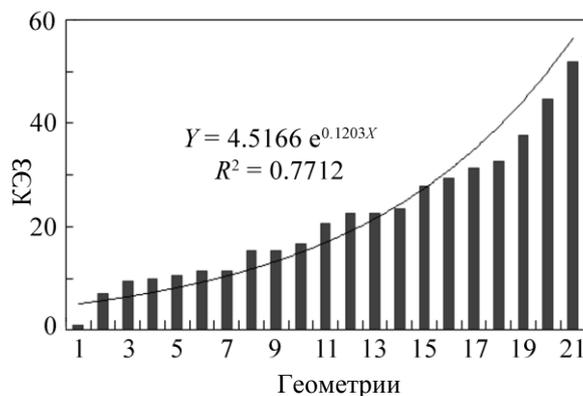


Рис.1. Значения КЭЗ для различных геометрий защиты для ^{40}K (1461 КэВ).

рительно подчиняются экспоненциальной зависимости, которая обозначена сплошной линией. R^2 – коэффициент детерминации [6]. Такие зависимости получены и для других линий гамма-активных нуклидов.

Определяя коэффициенты эффективности защиты, гамма-спектрометрический комплекс осуществляет метрологические функции на основе сравнительного анализа упорядоченных в шкале порядков КЭЗ для каждого варианта исследуемой геометрии. Следовательно, КЭЗ являются метрологическими коэффициентами, которые определяются для дальнейшего сравнительного анализа исследованных однотипных конструкций ВЗ детектора. Значения КЭЗ позволяют количественно оценить собственный фон детектора, а также выявить перспективные материалы для их использования во ВЗ.

3.5. Матрицы коэффициентов эффективности защиты

Обобщая идею метрологизации шкалы КЭЗ для каждой линии гамма-активного нуклида, можно рассчитать матрицу значений КЭЗ_{ij}:

$$КЭЗ_{ij} = 1 / (I_{cp i} / I_{cp j}),$$

$$КЭЗ_{ji} = 1 / (I_{cp j} / I_{cp i}),$$

где i, j – геометрии. Значение КЭЗ_{ij} = f (геометрия X) можно представить графически. Значения матрицы КЭЗ приведены на рис.2–5 – это множество упорядоченных по значениям номеров j геометрий, значений КЭЗ_{ji} для каждой пары геометрий ji .

На рис.2,3 приведены значения КЭЗ_{ij} для ^{40}K (линия 1461 КэВ) и ^{212}Pb (линия 238 КэВ) для разных номеров геометрий, упорядоченных по 1, 2, Эти рисунки приведены для различных геометрий ВЗ, т.е. когда геометрия 3 исключена из сравнения. При этом видно, что ВЗ «работает» – улучшает КЭЗ. Необходимо отметить, что улучшение КЭЗ происходит не в n раз, а может изменяться в пределах 10–20%.

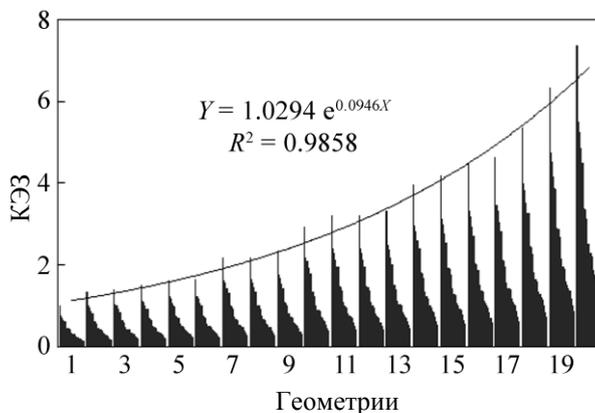


Рис.2. Значение элементов матрицы КЭЗ для различных геометрий ВЗ для ^{40}K (1461 КэВ) без базовой геометрии 3.

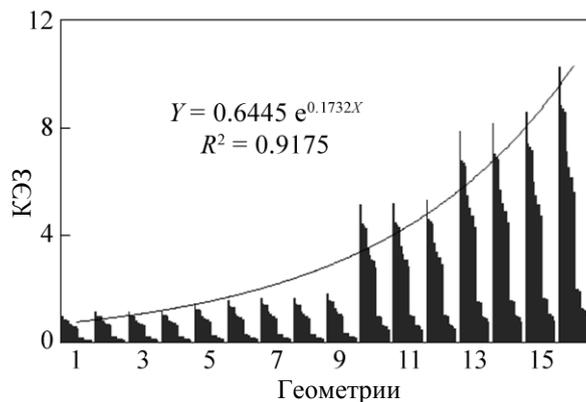


Рис.3. Значение элементов матрицы КЭЗ для различных геометрий ВЗ для ^{212}Pb (238 КэВ) без базовой геометрии 3.

На рис.4,5 приведены также значения КЭЗ_{ij} для ^{40}K (линия 1461 КэВ) и ^{212}Pb (линия 238 КэВ) для разных номеров геометрий, упорядоченных по 1,2, При этом для сравнения как базовая используется геометрия 3.

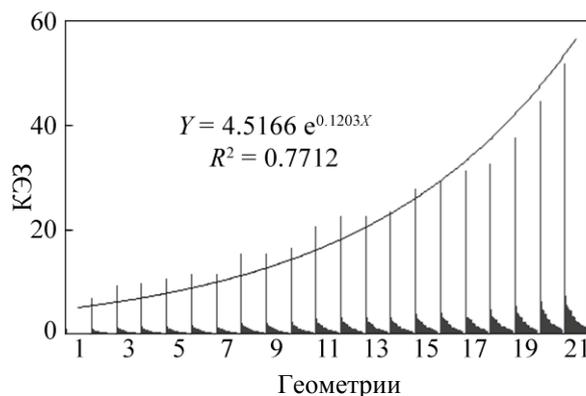


Рис.4. Значение элементов матрицы КЭЗ для различных геометрий защиты для ^{40}K (1461 КэВ) с базовой геометрией 3.

В матрице КЭЗ (элементы которой изображены на рис.4,5) максимальные значения среди всех значений КЭЗ имеют место для базовой геометрии 3. Видно, что основной вклад дает внешняя защита (сравнение с геометрией 3). Вклад других геометрий меньше, чем вклад внешней защиты, однако он является важным.

Расчет и анализ КЭЗ показывает, что их значения отличаются для различных энергий гамма-квантов и различных гамма-активных нуклидов. Так например, для ^{40}K (1461 КэВ) максимальное $\text{КЭЗ} \approx 52$ (см. рис.4), для ^{212}Pb (238 КэВ) – 30 (см. рис.5), а для ^{214}Bi (609 КэВ) – 50. Очевидно, что отличие в значениях КЭЗ будет наблюдаться и для других гамма-активных нуклидов. Это

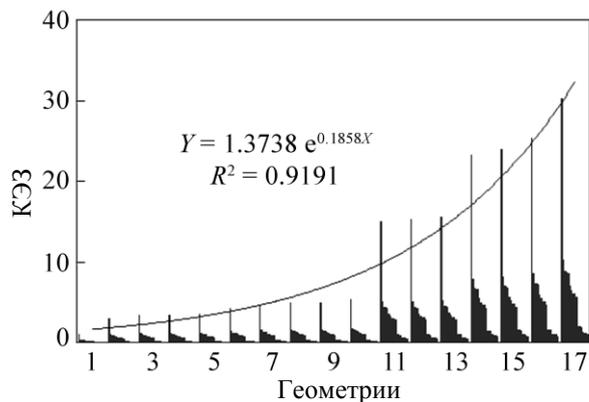


Рис.5. Значение элементов матрицы КЭЗ для различных геометрий защиты для ^{212}Pb (238 КэВ) с базовой геометрией 3.

можно объяснить, во-первых, различиями естественной гамма-активности конструктивных материалов, из которых сделана защита; во-вторых, различиями в значениях коэффициентов самопоглощения гамма-квантов в различных материалах для различных энергий и гамма-активных нуклидов.

Таким образом, рис.2–5 иллюстрируют эффективность ССПФ. Можно сделать вывод, что вклад всей системы защиты, в которую входит внешняя защита и ССПФ (рис.4,5), находится на уровне значений КЭЗ до 52. При этом, как видно из рис.2,3, значение КЭЗ намного меньше. Это означает, что вклад разработанной ССПФ меньше: КЭЗ \approx 10.

Матрицы КЭЗ, рассчитанные для всех линий гамма-активных нуклидов, являются удобным методическим инструментом для детального сравнительного анализа возможностей ССПФ.

4. Заключение

Прикладная ядерная гамма-спектрометрия гамма-фона разработанной системы и расчет коэффициентов эффективности созданной системы показали уменьшение значений и дисперсии интенсивности фоновых линий гамма-активных ^{228}Ac , ^{212}Pb , ^{212}Bi , ^{208}Tl (ряд ^{232}Th); ^{226}Ra , ^{214}Pb , ^{214}Bi (ряд ^{238}U) и ^{40}K . Основной вклад в уменьшение гамма-фона дает внешняя защита: КЭЗ \geq 30. Вклад разработанной нами системы (ССПФ) меньше: КЭЗ \approx 7; вклад всей системы защиты, в которую входит внешняя защита и ССПФ, находится на уровне КЭЗ \approx 52. Значения КЭЗ для геометрий разработанной нами системы растут экспоненциально с ростом мер защиты (подсистем ССПФ).

Указанные закономерности справедливы для энергий гамма-квантов в диапазоне от 186 КэВ (^{226}Ra) до 2614 КэВ (^{208}Tl). Они справедливы для гамма-активных нуклидов, которые являются дочерними для гамма-активного нуклида радона (^{212}Pb , ^{212}Bi , ^{208}Tl – ряд ^{232}Th ; ^{214}Pb , ^{214}Bi – ряд ^{238}U). Указанные законо-

мерности справедливы также и для других гамма-активных нуклидов: ^{228}Ac – ряд ^{232}Th ; ^{226}Ra – ряд ^{238}U и ^{40}K . Поэтому можно сделать вывод, что их источником, кроме воздуха, является вещество защиты, детекторное помещения и т.п.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ю.Ю. Юркуц, О.М. Поп, М.В. Стець, В.Т. Маслюк.** Науковий Вісник Ужгородського університету. Фізика. **30**, 119 (2011).
2. **Н.С. Гусев, П.П. Дмитриев.** Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат, 1977.
3. **Н.С. Гусев, П.П. Дмитриев.** Радиоактивные цепочки. М., Атомиздат, 1978.
4. **М. Гайсинкий, Ж. Адлов.** Радиохимический словарь элементов. М., Атомиздат, 1968.
5. **М.В. Стець, О.М. Поп.** Дослідницький стенд для визначення метрологічних коефіцієнтів ефективності внутрішнього захисту типових гамма-спектрометричних комплексів. Патент на корисну модель (2013), №79328 від 25.04.2013 р. Бюл. №8.
6. **Г.И. Сингалевская.** Функции в Excel. М., Диалектика, 2005.

QUANTITATIVE ESTIMATIONS OF THE EFFICIENCY OF STABILIZATION AND LOWERING OF BACKGROUND IN GAMMA-SPECTROMETRY OF ENVIRONMENT SAMPLES

O.M. POP, M.V. STETS, V.T. MASLYUK

We consider a gamma-spectrometric complex of IEP of the NAS of Ukraine, where a passive multilayer external defense is used (complex has been made in 1989). We have developed and investigated a system of stability and lowering of background in the gamma-spectrometric complex. As metrological coefficients, the efficiency factor of defense are considered, the calculation and analysis of which show that their values are different for different energies of gamma-quanta and gamma-active nuclides.

УДК 533.9

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЛОСКОГО ВИГЛЕРА НА СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ

К.Б. ОГАНЕСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

e-mail: bsk@yerphi.am

(Поступила в редакцию 5 ноября 2014 г.)

Вычислены спектральное распределение спонтанного излучения электронов, движущихся в плоском виглере (ондуляторе) с неоднородным магнитным полем и коэффициент усиления. Показано, что электроны совершают сложное движение, состоящее из медленной (строфотронной) и быстрой (ондуляторной) частей. Усредняя уравнения движения по быстрой части, получаем уравнения для связанного движения. Показано, что учет неоднородности магнитного поля приводит к появлению дополнительных пиков в спектральном распределении спонтанного излучения и в коэффициенте усиления.

1. Введение

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) являются мощными перестраиваемыми когерентными источниками излучения, которые используются в научных исследованиях, для нагрева плазмы, в физике конденсированных сред, в атомной, молекулярной и оптической физике, в биофизике, биохимии, биомедицине и т.д. ЛСЭ сегодня производят излучение в диапазоне от миллиметровых до рентгеновских волн, в котором никакой другой интенсивный перестраиваемый источник не существует [1,2]. Эта область современной науки интересна как с точки зрения фундаментальных исследований, так и прикладных применений.

ЛСЭ [3,4] используют кинетическую энергию релятивистских электронов, движущихся через пространственно-модулированное магнитное поле виглера, производя когерентное излучение. Частота излучения определяется энергией электронов, пространственным периодом и напряженностью магнитного поля виглера. Это позволяет перестраивать ЛСЭ в широком диапазоне в отличие от атомных или молекулярных лазеров. В обычном ЛСЭ магнитное поле виглера постоянно, но оно неоднородно в поперечном направлении [5]. Важно учесть эту неоднородность, которая приводит к сложному движению электронов: быстрым ондуляторным колебаниям вдоль оси виглера и медленным строфотронным [6-14] – в поперечном направлении.

В настоящей работе описаны уравнения движения электронов, движущихся вдоль оси виглера с пространственно–неоднородным магнитным полем. Целью работы является вычисление спектрального распределения спонтанного излучения и коэффициента усиления.

2. Уравнения движения

Векторный потенциал магнитного поля ондулятора имеет вид [15]

$$\mathbf{A}_w = -\frac{H_0}{q_0} \cosh q_0 x \sin q_0 z \mathbf{j}, \quad (1)$$

где H_0 – напряженность магнитного поля, $q_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 – период виглера, \mathbf{j} – единичный вектор в направлении y . В дальнейшем будем рассматривать параксиальное приближение

$$q_0 x \ll 1. \quad (2)$$

С учетом (2) магнитное поле (1) приобретает вид:

$$H_x = H_0 \left(1 + \frac{q_0^2 x^2}{2} \right) \cos q_0 z; \quad H_y = 0; \quad H_z = H_0 q_0 x \sin q_0 z. \quad (3)$$

Уравнения движения ($c = 1$)

$$d\mathbf{p}/dt = e[\mathbf{v}\mathbf{H}] \quad (4)$$

в поле (3) имеют вид:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\frac{eH_0 q_0}{\varepsilon} x \dot{y} \sin q_0 z, \\ \ddot{y} &= \frac{eH_0}{\varepsilon} \left[\dot{z} \left(1 + \frac{q_0^2 x^2}{2} \right) \cos q_0 z + q_0 x \dot{x} \sin q_0 z \right], \\ \ddot{z} &= \frac{eH_0}{\varepsilon} \left(1 + \frac{q_0^2 x^2}{2} \right) \dot{y} \cos q_0 z, \end{aligned} \quad (5)$$

а изменение энергии:

$$d\varepsilon/dt = 0, \quad \varepsilon = \text{const}.$$

При получении (5) учтено, что $p_{x,y,z} = v_{x,y,z} \varepsilon$.

Можно видеть, что

$$\left(\frac{q_0 x^2}{2} \sin q_0 z \right)' = q_0 x \dot{x} \sin q_0 z + \frac{q_0^2 x^2}{2} \dot{z} \cos q_0 z, \quad (6)$$

$$\int \dot{z} \cos q_0 z dt = \int \cos q_0 z dz = \frac{\sin q_0 z}{q_0}. \quad (7)$$

Используя соотношения (6) и (7), можно проинтегрировать второе уравнение (5) и получить

$$\dot{y} = \frac{eH_0}{\varepsilon q_0} \left(1 + \frac{q_0^2 x^2}{2} \right) \sin q_0 z. \quad (8)$$

Подставляя (8) в первое и третье уравнения (5) и учитывая (2), получаем

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\left(\frac{eH}{\varepsilon}\right)^2 x \sin^2 q_0 z, \\ \ddot{z} = -\frac{1}{2q_0} \left(\frac{eH}{\varepsilon}\right)^2 \sin 2q_0 z (1 + q_0^2 x^2). \end{cases} \quad (9)$$

Усредняя первое уравнение (9) по периоду $2\pi/q_0$ и учитывая, что $\overline{(\sin^2 q_0 z)} = 1/2$, получаем

$$\ddot{x} + \Omega^2 x = 0. \quad (10)$$

Решением последнего является

$$x = a_0 \cos(\Omega t + \theta_0), \quad (11)$$

где

$$\Omega = \frac{eH_0}{\sqrt{2\varepsilon}}, \quad a_0 = \sqrt{x_0^2 + \frac{\alpha^2}{\Omega^2}}, \quad \cos \theta_0 = \frac{x_0}{a_0}, \quad \sin \theta_0 = -\frac{\alpha/\Omega}{a_0}. \quad (12)$$

Усреднение второго уравнения (9) дает

$$(\ddot{z})^{(0)} = 0, \quad (\dot{z})^{(0)} = v, \quad (z)^{(0)} = vt. \quad (13)$$

Решением второго уравнения (9) с учетом (11) и (13) является

$$\begin{aligned} \delta z = & -\frac{\Omega^2}{2q_0^2} t + \frac{\Omega^2}{2q_0^3} \sin 2q_0 t + \frac{a_0^2 \Omega^2}{16q_0} \sin \{2(q_0 + \Omega)t + 2\theta_0\} + \\ & + \frac{a_0^2 \Omega^2}{16q_0} \sin \{2(q_0 - \Omega)t - 2\theta_0\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, для $z = z^{(0)} + \delta z$ имеем:

$$\begin{aligned} z = & t \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{\Omega^2}{2q_0^2} \right) + \frac{\Omega^2}{4q_0^3} \sin 2q_0 t + \frac{a_0^2 \Omega^2}{16q_0} \sin \{2(q_0 + \Omega)t + 2\theta_0\} + \\ & + \frac{a_0^2 \Omega^2}{16q_0} \sin \{2(q_0 - \Omega)t - 2\theta_0\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь мы учли, что $1 - v = 1/(2\gamma^2)$, где $\gamma = \varepsilon/(mc^2)$ – релятивистский фактор, m – масса электрона, c – скорость света и ε – энергия электронов.

Полученные результаты справедливы при следующих приближениях:

$$a_0 q_0 < 1, \quad \frac{\Omega}{q_0} < 1, \quad a_0 \Omega < 1. \quad (16)$$

В продольном направлении (вдоль оси виглера) электроны совершают быстрые (ондуляторные) осцилляции, в то время как в поперечном – в одном направлении (ось x) совершают медленные (строфотронные) и в другом направлении (ось y) быстрые (ондуляторные) осцилляции.

3. Спонтанное излучение

Используя решения для x (11), y (8) и z (15), можно найти спектральную интенсивность спонтанного излучения, которая в направлении оси z (ось виглера) определяется формулой [16]

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2} \left| \int_0^T dt [\mathbf{n} \times \mathbf{v}] e^{i\omega(t-z)} \right|^2, \quad (17)$$

где $d\Omega$ – бесконечно малый телесный угол в направлении оси z и T – время пролета электронов через ондулятор.

Используя формулу [17]

$$e^{-iA \sin x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A) e^{-inx} \quad (18)$$

с функциями Бесселя $J_n(A)$ и опуская громоздкие вычисления, получим

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2 \Omega^2 T^2}{8\pi^2 q_0^2} \sum_{n,m,k=-\infty}^{\infty} (I_{n+1,k,m} - I_{n,k,m})^2 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad (19)$$

где

$$\left[\begin{aligned} u &= \frac{T}{2} \left[\omega \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\Omega^2}{2q_0^2} \right) - (2n+1)q_0 - 2m\Omega \right], \\ I_{n,k,m} &= J_{n-k}(Z_1) J_{\frac{k+m}{2}}(Z_2) J_{\frac{k-m}{2}}(Z_2), \\ Z_1 &= \frac{\omega \Omega^2}{4q_0^3}, \quad Z_2 = \frac{\omega a_0^2 \Omega^2}{4q_0}. \end{aligned} \right. \quad (20)$$

Уравнение (19) описывает спектр излучения, состоящий из суперпозиции спектральных линий, локализованных на комбинированных частотах нечетных гармоник $(2n+1)\omega_{\text{рез,онд}}$ ондуляторной резонансной частоты и четных гармоник $2m\omega_{\text{рез,стр}}$ строфотронной резонансной частоты, где $m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Здесь

$$\omega_{\text{рез,онд}} = \frac{2\gamma^2 q_0}{1 + \gamma^2 \Omega^2 / q_0^2}, \quad \omega_{\text{рез,стр}} = \frac{2\gamma^2 \Omega}{1 + \gamma^2 \Omega^2 / q_0^2}. \quad (21)$$

4. Коэффициент усиления

Коэффициент усиления можно найти из выражения спонтанного излучения (19) с помощью теоремы Мэди [18]. При получении этих общих соотношений для спонтанного и вынужденного излучений используются некоторые предположения. Поэтому мы предпочитаем получить коэффициент усиления прямо из уравнений движения.

Пусть вдоль оси z (ось виглера) распространяется электромагнитная волна с векторным потенциалом

$$\mathbf{A}_w = -\frac{E_0}{\omega} \sin \omega(t - z) \mathbf{i}, \quad (22)$$

где ω – частота электромагнитной волны, E_0 – напряженность электрического поля, \mathbf{i} – единичный вектор в направлении x .

Уравнения движения электронов в полях виглера (3) и электромагнитной волны (22) имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{dp_x}{dt} = -eH_0 q_0 x v_y \sin q_0 z + eE_0 (1 - v_z) \cos \omega(t - z), \\ \frac{dp_y}{dt} = eH_0 \left[v_z \left(1 + \frac{q_0^2 x^2}{2} \right) \cos q_0 z + q_0 v_x x \sin q_0 z \right], \\ \frac{dp_z}{dt} = -eH_0 v_y \left(1 + \frac{q_0^2 x^2}{2} \right) \cos q_0 z + eE_0 v_x \cos \omega(t - z), \end{cases} \quad (23)$$

а для изменения энергии:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\mathbf{v}\mathbf{E} = eE_0 v_x \cos \omega(t - z). \quad (24)$$

Линейный (независящий от поля) коэффициент усиления определяется вторым порядком ($\propto E_0^2$) напряженности электрического поля и получается из уравнения (24):

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = eE_0 v_x^{(1)} \cos \omega(t - z^{(0)}) + eE_0 \omega v_x^{(0)} z^{(1)} \sin \omega(t - z^{(0)}). \quad (25)$$

Для нахождения коэффициента усиления необходимо найти поправки первого порядка по полю ($\propto E_0$) $x^{(1)}(t)$, $z^{(1)}(t)$ к $x^{(0)}(t)$ (11) и $z^{(0)}(t)$ (15).

Поправки первого порядка, полученные из (23), удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\begin{cases} \frac{dp_x^{(1)}}{dt} = -\varepsilon_0 \Omega^2 x^{(1)} + eE_0 (1 - v_z^{(0)}) \cos \omega(t - z^{(0)}), \\ \frac{dp_z^{(1)}}{dt} = eE_0 v_x^{(0)} \cos \omega(t - z^{(0)}). \end{cases} \quad (26)$$

Далее находим $x^{(1)}(t)$, $z^{(1)}(t)$ из уравнений (26) и, используя выражения для $x^{(0)}(t)$ (11) и $z^{(0)}(t)$ (15), получаем выражение для излучаемой электроном энергии $\Delta\varepsilon = \int_0^T \frac{d\varepsilon}{dt} dt$ за время пролета T через ондулятор и для коэффициента усиления

$$G = \frac{4\pi N_e}{E_0^2} \Delta\varepsilon, \quad (27)$$

где N_e – концентрация электронов в пучке.

Поскольку все эти вычисления простые, но трудоемкие и громоздкие, то здесь мы приведем только полученный результат:

$$G = \frac{e^2 \omega^2 \Omega^2 N_e T^3}{4\pi q_0^2 \gamma^2} \left(1 + \gamma^2 \frac{\Omega^2}{q_0^2} \right) \sum_{n,m,k} (I_{n+1,m,k} - I_{n,m,k})^2 \frac{d}{du} \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad (28)$$

где использованы обозначения (20). Уравнение (28) описывает коэффициент усиления, состоящего из суперпозиции спектральных линий, локализованных на комбинированных частотах нечетных гармоник $(2n+1)\omega_{\text{рез,онд}}$ ондуляторной резонансной частоты и четных гармоник $2m\omega_{\text{рез,стр}}$ строфотронной резонансной частоты, где $m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$, а $\omega_{\text{рез,онд}}$ и $\omega_{\text{рез,стр}}$ определены формулой (21).

5. Заключение

Показано, что учет неоднородности магнитного поля приводит к появлению дополнительных пиков в спектральном распределении спонтанного излучения и в коэффициенте усиления. Из множества этих пиков с помощью известного метода синхронизации мод можно получить ультракороткие импульсы. Пики спектрального распределения спонтанного излучения и коэффициента усиления локализованы на комбинированных частотах нечетных гармоник $(2n+1)\omega_{\text{рез,онд}}$ ондуляторной резонансной частоты и четных гармоник $2m\omega_{\text{рез,стр}}$ строфотронной резонансной частоты. В случае ондулятора с постоянным магнитным полем пики расположены на нечетных гармониках ондуляторной резонансной частоты $\omega_{\text{рез,онд}} = \frac{2\gamma^2 q_0}{1 + \gamma^2 \Omega^2 / q_0^2}$, а в случае строфотрона – они

расположены на нечетных гармониках строфотронной резонансной частоты $\omega_{\text{рез,стр}} = \frac{2\gamma^2 \Omega}{1 + \gamma^2 \Omega^2 / q_0^2}$. Таким образом, можно заключить, что наличие неод-

нородности магнитного поля в плоском виглере соединяет эти две системы (виглер с постоянным магнитным полем и строфотрон) в одно целое и приводит к появлению пиков спектрального распределения спонтанного излучения и коэффициента усиления на комбинированных (нечетных ондуляторных и четных строфотронных) резонансных частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **C. Scholl, V. Schaa** (eds.). Proceedings of FEL-13, New York, USA, 2013.
2. **T. Satogata, C. Petit-Jean-Genaz, V. Schaa** (eds.). Proceedings of NA PAC'13, Pasadena, LA, USA, 2013.
3. **C.A. Brau**. Free-Electron Lasers, Boston, Academic, 1990.
4. **M.V. Fedorov**. Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field, Singapore, World Scientific, 1997.
5. **K.B. Oganessian, M.L. Petrosyan**. YерPHI-475(18) – 81, Yerevan, 1981.
6. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian**. IEEE J. Quant. Electr, QE-21, 1059 (1985).
7. **Д.Ф. Зарецкий, Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров**. Квантовая электроника, 13, 685 (1986).
8. **Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров**. ЖТФ, 56, 2402 (1986).
9. **К.Б. Оганесян, М.В. Федоров**. ЖТФ, 57, 2105 (1987).
10. **M.L. Petrosyan, L.A. Gabrielyan, Yu.R. Nazaryan, G.Kh. Tovmasyan, K.B. Oganessian**. Laser Physics, 17, 1077 (2007).
11. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian, A.M. Prokhorov**. Appl. Phys. Lett., 53, 353 (1988).
12. **К.Б. Оганесян, А.М. Прохоров, М.В. Федоров**. ЖЭТФ, 94, 80 (1988).
13. **Е.М. Sarkisyan, К.Г. Petrosyan, К.В. Oganessian, V.A. Saakyan, N.Sh. Izmailyan, С.К. Ну**. Laser Physics, 18, 621 (2008).
14. **М.Л. Петросян, Л.А. Габриелян, Ю.Р. Назарян, Г.Х. Товмасын, К.Б. Оганесян**. Изв. НАН Армении, Физика, 42, 57 (2007).
15. **E. Jerby**. NIM, A27, 457 (1988).
16. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц**. Теория поля. Москва, Наука, 1988.
17. **И.С. Градштейн, И.М. Рыжик**. Таблицы интегралов сумм и произведений. Москва, Физматгиз, 1963.
18. **J.M.J. Madey**. Nuovo Cimento, 50b, 64 (1979).

ON THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD INHOMOGENEITY OF THE PLANE WIGGLER ON THE SPECTRAL DISTRIBUTION OF SPONTANEOUS RADIATION AND ON THE GAIN

K.B. OGANESYAN

The spectral distribution of spontaneous emission of electrons moving in plane wiggler (undulator) with inhomogeneous magnetic field and the gain are calculated. It is shown, that electrons perform the complicated motion consisting of slow (strophotron) and fast (undulator) parts. The equations of motion were averaged over fast undulator part and equations for connected motion are obtained. It is shown, that the effect of the magnetic field inhomogeneity leads to the appearance of additional peaks in the spectral distribution of spontaneous radiation and in the gain.

УДК 592.2

АМПЛИТУДЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ МИКРОЧАСТИЦЫ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ С ДВУМЕРНЫМ δ -ПОТЕНЦИАЛОМ

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН, Л.Р. СЕДРАКЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: lyovsed@yahoo.com

(Поступила в редакцию 12 сентября 2014 г.)

Рассмотрено квазиодномерное рассеяние квантовой частицы на двумерном δ -потенциале. Найдены аналитические выражения для амплитуд многоканального прохождения t_n и отражения r_n . Задача решена для случая, когда число каналов конечно и равняется N , а частица падает на потенциал, двигаясь по каналу l . Подробно исследован случай трехканального рассеяния. В рамках этой задачи показано, что при условии $k_2 \rightarrow 0$ и $k_3 \rightarrow 0$ происходит “перенаселенность” частиц на втором и третьем каналах. Найдены также точки нахождения δ -потенциала, которые обеспечивают полную “перенаселенность” каналов.

1. Введение

Проблема описания движения микрочастиц в неоднородной или дискретной среде хорошо разработана для одномерных систем [1-7]. В частности, предложены точные методы нахождения волновых функций, спектра энергии, плотности состояний, радиуса локализации и т.д. Что касается практически важных 2D и 3D систем, то аналитическое решение для данного класса задач сталкивается с непреодолимыми математическими трудностями. Поэтому, прорывом в этом направлении может считаться рассмотрение квазиодномерных моделей [8-12], в которых имеет место рассеяние частицы на заданном (неодномерном) потенциале в одном направлении, в то время как движение в перпендикулярном направлении ограничено непроницаемыми стенками. Ограничение в поперечном движении приводит к дискретному спектру энергии, а полная энергия является суммой энергий поперечного и продольного движений. Главным отличием от случая одномерного движения является то, что из-за упругого рассеяния в продольном направлении частица может переходить на другой квантовый уровень в поперечном движении, и, следовательно, возникает новый канал рассеяния с другим значением волнового вектора. Таким образом, рассеяние в квазиодномерной системе всегда является многоканальным.

Целью данной работы является исследование многоканального рассеяния на примере точно решаемой модели, представляющей собой прямоугольную квантовую яму со встроенным внутри двумерным δ -потенциалом. Соот-

ветствующая математическая задача включает рассмотрение системы связанных дифференциальных уравнений.

2. Уравнение Шредингера для задачи многоканального рассеяния

Пусть частица движется в плоскости xu . В направлении y движение ограничено непроницаемыми стенками ($0 < y < a$). Движение в направлении x ограничено. Внутри ямы частица находится в потенциальном поле $U(x, y)$. Стационарные состояния частицы в этих условиях описываются двумерным уравнением Шредингера

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi(x, y) + (\chi^2 - V(x, y)) \Psi(x, y) = 0, \quad (1)$$

где $(2M/\hbar^2)E = \chi^2$ и $(2M/\hbar^2)U(x, y) = V(x, y)$. Решение уравнения (1) с граничными условиями $V(x, 0) = V(x, a) = \infty$ можно представить в виде разложения [8-10]

$$\Psi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_n(x) \Phi_n(y). \quad (2)$$

Здесь $\Phi_n(y)$ – базисные функции, которые совместно с условиями $\Phi_n(0) = \Phi_n(a) = 0$ являются решениями уравнений

$$\frac{d^2 \Phi_n(y)}{dy^2} + \chi_n^2 \Phi_n(y) = 0, \quad n = 1, 2, \dots, \infty \quad (3)$$

и имеют вид

$$\Phi_n(y) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{\pi n}{a} y, \quad \chi_n = \frac{\pi n}{a}. \quad (4)$$

Функции $\Psi_n(x)$ – коэффициенты разложения, являются решениями системы связанных уравнений

$$\frac{d^2 \Psi_n(x)}{dx^2} + k_n^2 \Psi_n(x) - \sum_{m=1}^{\infty} V_{nm}(x) \Psi_m(x) = 0, \quad (5)$$

где

$$k_n^2 = \chi^2 - \chi_n^2, \quad (6)$$

$$V_{n,m}(x) = \int_0^a \Phi_n^*(y) V(x, y) \Phi_m(y) dy. \quad (7)$$

Величина k_n^2 играет роль кинетической энергии продольного движения частицы по n -му каналу. Функции $V_{nm}(x)$ образуют симметричную матрицу, диагональные элементы $V_{nn}(x)$ которой определяют потенциальную энергию в точке x n -го канала. Недиagonальные элементы $V_{nm}(x)$ описывают связи между различными каналами n и m . Индексы n и m принимают бесконечное число значений. Далее предположим, что n является счетным числом и изменяется от 1 до N .

3. Амплитуды многоканального рассеяния

Найдем амплитуды рассеяния для частного вида потенциала, представляющего собой двумерную δ -функцию, помещенную в точку $(0, y_0)$:

$$V(x, y) = V_0 \delta(x) \delta(y - y_0). \quad (8)$$

Подстановка (8) в (7) дает

$$V_{nm}(x) = a_{nm} \delta(x), \quad (9)$$

где

$$a_{nm} = \frac{2V_0}{a} \sin(\chi_n, y_0) \sin(\chi_m, y_0). \quad (10)$$

Подставляя (10) в (5), получаем

$$\frac{d^2 \Psi_n(x)}{dx^2} + k_n^2 \Psi_n(x) - \delta(x) \sum_{m=1}^N a_{nm} \Psi_m(x) = 0, \quad n = 1, 2, \dots, N. \quad (11)$$

Предположим, что частица с энергией k_l^2 ($l < N$) движется вдоль оси x и проходит через потенциальный барьер. Асимптотические решения системы (11) являются волновыми функциями свободного движения:

$$\Psi_l(x) = \begin{cases} \exp(ik_l x) + r_l \exp(-ik_l x), & x < 0, \\ t_l \exp(ik_l x), & x > 0, \end{cases} \quad (12)$$

$$\Psi_{n \neq l}(x) = \begin{cases} r_n \exp(-ik_n x), & x < 0, \\ t_n \exp(ik_n x), & x > 0, \end{cases} \quad (13)$$

где t_n, r_n – амплитуды прохождения и отражения. Стандартные условия “сшивания” волновых функций (12), (13) и их производных при прохождении через сингулярную точку $x = 0$ имеют вид

$$\Psi_n(+0) = \Psi_n(-0), \quad (14)$$

$$\Psi'_n(+0) - \Psi'_n(-0) = \sum_{m=1}^N a_{nm} \Psi_m(0). \quad (15)$$

Подставляя формулы (12) и (13) в (14) и (15), получим

$$\begin{cases} t_l = 1 + r_l, \\ t_m = r_m, \quad m \neq l, \\ \sum_{m=1}^N a_{lm} t_m + a_{ll} t_l = 2ik_l t_l - 2ik_l, \\ \sum_{m=1}^N a_{nm} t_m + a_{nl} t_l = 2ik_n t_n, \quad n \neq l, \end{cases} \quad (16)$$

где штрих у знака суммы означает, что при суммировании по m надо опустить члены с $m = l$. Система линейных уравнений (16) содержит $2N$ неизвестных t_n

и r_n . Исключив r_n , введем вместо t_l и $t_{n \neq l}$ новые неизвестные $z_l = 1/t_l$ и $z_{n \neq l} = t_n/t_l$. Получим

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^N a_{lm} z_m + 2ik_l z_l = -b_l, \\ \sum_{m=1}^N a_{nm} z_m - 2ik_n z_n = -a_{nl}, \quad n \neq l, \end{cases} \quad (17)$$

где $b_l = a_{ll} - 2ik_l$. Из всех N неизвестных в (17) выделим z_l , которые определяется формулой Крамера

$$z_l = D/D_l, \quad (18)$$

где

$$D_l = \begin{vmatrix} b_{11} & a_{12} & \dots & a_{1,l-1} & 0 & a_{1,l+1} & \dots & a_{1N} \\ a_{21} & b_{22} & \dots & a_{2,l-1} & 0 & a_{2,l+1} & \dots & a_{2N} \\ \cdot & \cdot \\ a_{l1} & a_{l2} & \dots & a_{l,l-1} & 2ik_l & a_{l,l+1} & \dots & a_{lN} \\ \cdot & \cdot \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & a_{N,l-1} & 0 & a_{N,l+1} & \dots & b_{NN} \end{vmatrix}. \quad (19)$$

Определитель D получится из D_l заменой l -го столбца столбцом свободных членов системы (17). D_l поддается точному расчету. Воспользуемся тем, что коэффициенты a_{nm} можно представить в виде $a_{nm} = p_n q_m$, где $p_n = (2V_0/a) \sin(\chi_n y_0)$ и $q_m = \sin(\chi_m y_0)$. Также учтем, что $a_{nm} = a_{mn}$ и $a_{nm} a_{kn} = a_{nk} a_{mn}$. Методичное выделение линейных множителей в определителе (19) приводит к формуле

$$D_l = 2ik_l \left(1 + i \sum_{n=1}^N \frac{p_n q_n}{b_{nn} - p_n q_n}\right) \prod_{m=1}^N (b_{mm} - p_m q_m), \quad (20)$$

(штрих у знака суммы и произведения по прежнему означает, что надо опустить члены с $n, m = l$). Возвращаясь к прежним обозначениям $p_n q_n = a_{nn}$ и $b_{nn} - a_{nn} = -2ik_n$, получим

$$D_l = -(1 + i \sum_{n=1}^N \frac{a_{nn}}{2k_n}) \prod_{m=1}^N (-2ik_m). \quad (21)$$

Аналогичным образом получаем выражение для определителя D :

$$D = -(1 + i \sum_{n=1}^N \frac{a_{nn}}{2k_n}) \prod_{m=1}^N (-2ik_m). \quad (22)$$

Из формул (18), (21), (22) следует, что

$$z_l = \frac{1 + i \sum_{n=1}^N \frac{a_{nn}}{2k_n}}{1 + i \sum_{n=1}^N \frac{a_{nn}}{2k_n}} = 1 + \frac{i \frac{a_{ll}}{2k_l}}{1 + i \sum_{n=1}^N \frac{a_{nn}}{2k_n}}. \quad (23)$$

Получение точных формул для неизвестных $z_{n \neq l}$ по формулам Крамера сопряжено с математическими трудностями. Используя формулу (23), эти трудности можно обойти. Представим первое из уравнений (17) в следующем виде:

$$z_l = 1 + i \frac{a_{ll}}{2k_l} + i \sum_{n=1}^N \frac{a_{ln}}{2k_l} z_n. \quad (24)$$

Из равенства правых частей формул (23) и (24) и свойства $a_{ln}^2 = a_{ll}a_{nn}$ следует:

$$\sum_{n=1}^N a_{ln} \left(z_n + \frac{i \frac{a_{ln}}{2k_n}}{1 + i \sum_{m=1}^N \frac{a_{mm}}{2k_m}} \right) = 0. \quad (25)$$

Так как коэффициенты a_{ln} отличны от нуля, а величины $z_{n \neq l}$ – линейно-независимы, то для удовлетворения равенства (25) необходимо и достаточно, чтобы выражение в скобках равнялось нулю, т.е. чтобы

$$z_{n \neq l} = - \frac{i \frac{a_{ln}}{2k_n}}{1 + i \sum_{m=1}^N \frac{a_{mm}}{2k_m}}. \quad (26)$$

С получением формулы (26) завершается поставленная задача – получить точные формулы для амплитуды рассеяния частицы, претерпевающей многоканальное рассеяние любого порядка в квантовой яме с вложенным внутри двумерным δ -потенциалом.

4. Трехканальное рассеяние

Для исследования плотности частиц, рассеивающихся на разных каналах, рассмотрим задачу трехканального рассеяния, когда частицы падают на потенциал, находясь на втором канале. Если энергия частицы недостаточна для возбуждения четвертого канала, то рассеяние произойдет по первым трем каналам. Последнее означает, что частицы могут перейти на третий и первый каналы и рассеиваться на них. Так как рассеяние упругое, то в первом случае энергия продольного движения частицы уменьшается, а во втором случае – увеличивается, т.е. $k_3 < k_2 < k_1$.

Можно найти отношения плотностей рассеивающихся частиц n_1/n и n_3/n , где n_1 и n_3 – плотности частиц, рассеивающихся на первом и третьем каналах, соответственно, где n – полное число частиц, т.е. $n = n_1 + n_2 + n_3$. Легко заметить, что относительная плотность частиц, рассеивающихся на втором канале, составляет

$$\frac{n_2}{n} = 1 - \frac{n_1}{n} - \frac{n_3}{n}. \quad (27)$$

Из полученных выше формул (23) и (24) можно написать:

$$\frac{|t_1|^2}{|t_2|^2} = \frac{\frac{a_{12}^2}{4k_1^2}}{1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2}, \quad \frac{|t_3|^2}{|t_2|^2} = \frac{\frac{a_{23}^2}{4k_3^2}}{1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2}, \quad (28)$$

$$\frac{1}{|t_2|^2} = \frac{1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{22}}{2k_2} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2}{1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2}.$$

Кроме этого, имеет место закон сохранения потока частиц, т.е.

$$|t_2|^2 + |r_2|^2 = 1 - 2\frac{k_1}{k_2}|t_1|^2 - 2\frac{k_3}{k_2}|t_3|^2. \quad (29)$$

Для полной плотности частиц имеем

$$n \sim 2(|t_1|^2 + |t_3|^2) + |t_2|^2 + |r_2|^2,$$

или, учитывая (29),

$$n \sim 2\left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right)|t_1|^2 + 2\left(1 - \frac{k_3}{k_2}\right)|t_3|^2 + 1. \quad (30)$$

Плотности частиц на первом и третьем каналах пропорциональны соответственно

$$n_1 \sim 2|t_1|^2 \quad \text{и} \quad n_3 \sim 2|t_3|^2. \quad (31)$$

Учитывая (30) и (31), легко определить относительные плотности частиц на первом и третьем каналах, которые равны:

$$\frac{n_1}{n} = \frac{2|t_1|^2}{D}, \quad \frac{n_3}{n} = \frac{2|t_3|^2}{D}, \quad (32)$$

где

$$D = \frac{1}{|t_2|^2} + 2\left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right)\frac{|t_1|^2}{|t_2|^2} + 2\left(1 - \frac{k_3}{k_2}\right)\frac{|t_3|^2}{|t_2|^2}. \quad (33)$$

Принимая во внимание формулы (28), окончательно получим

$$\frac{n_1}{n} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{22}}{2k_2} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right) \frac{2k_1^2}{a_{12}^2} + \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) + \left(1 - \frac{k_3}{k_2}\right) \frac{a_{23}^2}{a_{12}^2} \frac{k_1^2}{k_3^2}}, \quad (34.1)$$

$$\frac{n_3}{n} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{22}}{2k_2} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right) \frac{2k_3^2}{a_{23}^2} + \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) \frac{a_{12}^2}{a_{23}^2} \frac{k_3^2}{k_1^2} + \left(1 - \frac{k_3}{k_2}\right)}. \quad (34.2)$$

Исследование полученных формул (34) с учетом $k_3 < k_2 < k_1$ показывает, что при малых k_3 возможна “перенаселенность” частиц на третьем канале. Это интересно тем, что энергия третьего канала максимальна и при $k_3 \rightarrow 0$ вся начальная энергия частицы переходит в энергию поперечного движения, т.е. частица почти не движется в направлении рассеяния и находится в квантовом состоянии с максимальной поперечной энергией. Как покажем ниже, при этом условии ($k_3 \rightarrow 0$) число частиц на первом и втором каналах сильно уменьшается. Отношение n_3/n зависит от местоположения δ -потенциала и оно максимально, когда потенциал находится в точках $y_0 = a/3$ и $y_0 = 2a/3$. Действительно из формул (34) легко найти, что

$$\lim_{k_3 \rightarrow 0} \frac{n_3}{n} = \frac{1}{1+B}, \quad (35)$$

где

$$B = \frac{a_{33}^2}{2a_{23}^2} = \frac{a_{33}^2}{2a_{22}a_{33}} = \frac{a_{33}}{2a_{22}}. \quad (36)$$

Что касается величин n_1/n и n_2/n , то при $k_3 \rightarrow 0$ имеем:

$$\frac{n_1}{n} = \frac{a_{12}^2}{a_{32}^2} \frac{k_3^2}{k_1^2} \rightarrow 0, \quad \frac{n_2}{n} = \frac{B}{1+B}. \quad (37)$$

Таким образом, при $k_3 \rightarrow 0$ рассеяния по первому каналу не происходит, т.е. частицы рассеиваются по каналу падения (второй канал) и по третьему каналу.

Рассмотрим случай, когда рассеяние происходит только по третьему каналу. Для этого, согласно (35)–(37), необходимо, чтобы $B=0$ или $a_{23}=0$. Это условие приводит к уравнению $\sin(3\pi y_0/a) = 0$, откуда легко найти два корня $y_0 = a/3$ и $y_0 = 2a/3$ этого уравнения. Итак, если δ -потенциал находится в этих точках, то частицы полностью переходят со второго канала на третий и происходит полная “перенаселенность” частиц на более высоком энергетическом уровне поперечного движения.

Рассмотрим также случай, когда поток частиц, находящихся на первом канале, падает на потенциал. После взаимодействия с потенциалом частицы рассеиваются по трем каналам. Аналогичные несложные расчеты относительных плотностей частиц, рассеивающихся по разным каналам, дают следующие формулы:

$$\frac{n_2}{n} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{22}}{2k_2} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right) \frac{2k_2^2}{a_{12}^2} + \left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) + 2\left(1 - \frac{k_3}{k_1}\right) \frac{a_{13}^2}{a_{12}^2} \frac{k_2^2}{k_3^2}}, \quad (38.1)$$

$$\frac{n_3}{n} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{a_{11}}{2k_1} + \frac{a_{22}}{2k_2} + \frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right) \frac{2k_3^2}{a_{23}^2} + \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) \frac{a_{12}^2}{a_{23}^2} \frac{k_3^2}{k_1^2} + \left(1 - \frac{k_3}{k_2}\right)}, \quad (38.2)$$

$$\frac{n_1}{n} = 1 - \frac{n_2}{n} - \frac{n_3}{n}. \quad (38.3)$$

Так как относительные плотности частиц рассеивающихся по разным каналам зависят от продольных импульсов частиц k_2 и k_3 , то интересно исследовать рассеяние для предельно малых значений этих импульсов, т.е. для $k_2 \rightarrow 0$ и $k_3 \rightarrow 0$.

Если выполняется первое условие ($k_2 \rightarrow 0$), то легко заметить, что начальный продольный импульс частицы недостаточен для возбуждения третьего канала. Тогда из уравнения (38.1) получим:

$$\lim_{k_2 \rightarrow 0} \frac{n_2}{n} = \frac{1}{1 + B_2}, \quad B_2 = \frac{a_{22}}{2a_{11}}. \quad (39)$$

Как показано в работе [13], максимальное значение $n_2/n = 1$, получается, когда δ -потенциал находится вблизи центра потенциальной ямы. Действительно, в этом случае $B_2 \sim \cos(\pi y_0/a)$ и при $y_0 \rightarrow a/2$ $B_2 \rightarrow 0$ и $n_2/n \rightarrow 1$.

При выполнении второго условия ($k_3 \rightarrow 0$) энергетически возможно возбуждение как второго, так и третьего каналов. Однако, как видно из формулы (38), возбуждается только третий канал. Действительно, согласно формуле (38.1), при $k_3 \rightarrow 0$ отношение n_2/n пропорционально k_3^2 и стремится к нулю вместе с k_2 . Частицы в основном возбуждаются на третий канал, и отношение n_3/n при $k_3 \rightarrow 0$ выражается формулой

$$\lim_{k_3 \rightarrow 0} \frac{n_3}{n} = \frac{1}{1 + B_3}, \quad B_3 = \frac{a_{33}}{2a_{11}}. \quad (40)$$

В этом случае также реализуется максимальное значение $n_3/n = 1$, если выполняется условие $B_3 = 0$. Согласно формуле (10), B_3 составляет

$$B_3 = \sin^2\left(\frac{3\pi y_0}{a}\right) / \sin^2\left(\frac{\pi y_0}{a}\right),$$

и, следовательно, условие $B_3 = 0$ выполняется при $y_0 = a/3$ и $y_0 = 2a/3$. Таким образом, существуют два положения δ -потенциала, когда реализуется полная "перенаселенность" электронов на третьем канале. Такой же результат мы получили для случая, когда первоначально частицы двигаются по второму каналу.

5. Заключение

Рассмотрено квазиодномерное рассеяние квантовой частицы на двумерном δ -потенциале. Найдены аналитические выражения для амплитуд многоканального прохождения t_n и отражения r_n . Задача решена для случая, когда число каналов конечно и равняется N , а частица падает на потенциал, двигаясь по каналу l .

Найденные выражения могут быть использованы для определения плотности частиц на разных каналах рассеяния. Распределение частиц по каналам рассеяния будет зависеть от параметров падающего и рассеянного пучков, а также от параметров рассеивающего потенциала. Выбором этих параметров можно реализовать наперед заданное распределение. Так при условии $k_2 \rightarrow 0$ и $k_3 \rightarrow 0$ происходит “перенаселенность” частиц на втором и третьем каналах. Существуют такие точки нахождения δ -потенциала, которые обеспечивают полную “перенаселенность”, т.е. отношения n_2/n и n_3/n равны единице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика: нерелятивистская теория. М., Наука, 1963.
2. В.В. Бабиков. Метод фазовых функций в квантовой механике. М., Наука, 1976.
3. М.Ya. Azbel. Phys Rev. B, **22**, 4106 (1983).
4. И.В. Кляцкин. Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1986.
5. А.Г. Аронов, В.М. Gasparian, U. Gummuch. J. Phys. Condens. Matter, **3**, 3023 (1991).
6. Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, В.М. Гаспарян, А.Ж. Хачатрян. ЖЭТФ, **109**, 243 (1996); **111**, 575 (1997).
7. D.M. Sedrakian, A.Zh. Khachatryan. Phys. Lett. A, **265**, 294 (2000).
8. D. Boese, M. Lischka, L.E. Reichl. Phys. Rev B, **62**, 16933 (2000).
9. S. Souma, A. Suzuki. Phys. Rev. B, **65**, 115307 (2002).
10. Д.М. Седракян, Э.М. Казарян, Л.Р. Седракян. Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 395 (2009).
11. Д.М. Седракян, Л.Р. Седракян. Доклады НАН Армении, **110**, 171 (2010).
12. Д.М. Седракян, Л.Р. Седракян. ФТТ, **53**, вып. 8, 1628 (2011).
13. Д.М. Седракян, А.Х. Багдасарян, Л.Р. Седракян. Изв НАН Армении, Физика, **50**, 25 (2015).

MULTICHANNEL SCATTERING AMPLITUDES OF MICROPARTICLES IN A QUANTUM WELL WITH TWO-DIMENSIONAL δ -POTENTIAL

D.M. SEDRAKIAN, D.H. BADALYAN, L.R. SEDRAKYAN

Quasi-one-dimensional quantum particle scattering on two-dimensional δ -potential is considered. Analytical expressions for the amplitudes of the multi-channel transmission and reflection are given. The problem for the case when the number of channels is finite and equal N , and the particle falls on the potential moving through the channel l is solved. The case of a three-channel scattering is studied in details. It is shown that under conditions $k_2 \rightarrow 0$ and $k_3 \rightarrow 0$ “overpopulation” of particles on the second and third channels occurs. The points of δ -potential location which provide a full “overpopulation” of particles is also found.

УДК 532.783

ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С КРУЧЕНИЕМ

Р.Б. АЛАВЕРДЯН, А.Л. АСЛАНЯН, Л.С. АСЛАНЯН,
Г.С. ГЕВОРГЯН*, С.Ц. НЕРСИСЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

* e-mail: g.gevorgyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 6 ноября 2014 г.)

Теоретически и экспериментально проанализирована эволюция состояния поляризации света в плавно неоднородных анизотропных средах. Получены аналитические выражения, описывающие состояние поляризации в такой среде. В частности, результаты анализа применены к нематическому жидкому кристаллу с твист-ориентацией. Показано, что хотя состояние поляризации при распространении в такой среде претерпевает осцилляции, число которых зависит от толщины образца, тем не менее на выходе наблюдается явление адиабатического отслеживания в случае входных e и o волн. Эксперименты подтверждают результаты теоретического анализа.

Анализ распространения света в анизотропных средах по-прежнему привлекает внимание исследователей, несмотря на большое количество публикаций (см., например, [1-7]). Это объясняется возможностями широкого применения их в ЖК дисплеях и пространственных модуляторах света. Несмотря на многообразие оптических явлений в анизотропных и циркулярно-анизотропных средах, фотонных и жидких кристаллах, наличие неоднородности анизотропии (как естественной, так и наведенной) существенно расширяет спектр возможных явлений и их применений (см. [8] и ссылки, приведенные там). Этим объясняется необходимость создания универсальных методов анализа оптических явлений в таких средах.

Аналитическое решение волнового уравнения в таких средах связано с определенными трудностями даже с учетом медленности изменения параметров среды и возможностью применения приближенных методов. Однако, анализ поведения состояния поляризации света в плавно неоднородных средах представляет весьма важную и актуальную задачу, поскольку, во-первых, поляризация световой волны после взаимодействия содержит значительную информацию о самой среде, и во-вторых, управление самими параметрами среды служит основой управления состоянием поляризации света путем наведения той или иной неоднородности с помощью внешнего воздействия и создания управляемых ахроматических компенсаторов.

Распространение плоской монохроматической волны в средах с пространственной неоднородностью анизотропии математически описывается такими же уравнениями, какими описывается поведение двухуровневой системы в нестационарных полях [9,10]. Такая аналогия позволяет использовать хорошо развитые методы теории взаимодействия квазирезонансного излучения с двухуровневым атомом.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование эволюции поляризации света в плавно неоднородных средах, в частности, в нематических жидких кристаллах (НЖК) с твист-ориентацией.

Пусть плоская монохроматическая волна распространяется в анизотропной среде с неоднородным азимутальным углом оптической оси $\psi(z)$ (см. рис.1). Представим тензор диэлектрической проницаемости плавно неоднородной анизотропной среды $\epsilon_{ij}(z)$ в виде [11]

$$\epsilon_{ij}(z) = \epsilon_{\perp} \delta_{ij} + \epsilon_a m_i(z) m_j(z). \quad (1)$$

Здесь $m_i(z)$ – единичный вектор (директор), описывающий локальную ориентацию оптической оси, δ_{ij} – символ Кронекера, $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ – анизотропия ЖК. Поглощением пренебрегаем, а магнитную проницаемость считаем равной единице. В случае нормального падения на среду из уравнений Максвелла нетрудно получить следующую систему для двумерного вектора Джонса $\mathbf{E} = (E_x E_y)^T$, описывающего состояние поляризации световой волны [12,13]:

$$\frac{d^2 \mathbf{E}(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon}(z) \mathbf{E}(z) = 0, \quad (2)$$

где $i, j = x, y$, а z – координата вдоль распространения света. В случае малости изменения угла $\psi(z)$ от длины волны, что вполне оправдано в случае ЖК,

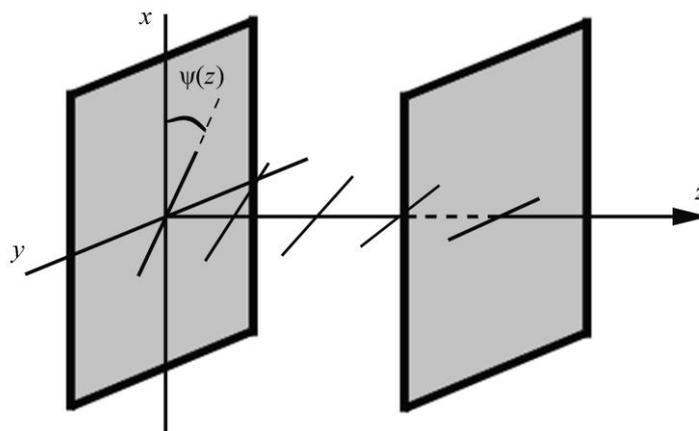


Рис.1. Геометрия задачи.

можно применить метод геометрической оптики [12-15]. Решение ищем в виде

$$\mathbf{E}(z) = \mathbf{E}_0(z) \exp \left\{ i \frac{\omega}{c} \int n_0(z) dz \right\}, \quad (3)$$

где

$$n_0(z) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}(z) + \varepsilon_{yy}(z)}{2}}. \quad (3a)$$

Это позволяет разделить в волне быстрые осцилляции поля и относительно медленные изменения параметров среды и связанных с ними параметров волны. Учитывая медленность изменения комплексной амплитуды $\mathbf{E}_0(z)$, получим следующее векторное уравнение [12,13]:

$$\frac{d\mathbf{J}(z)}{dz} = i \frac{\omega}{c} \hat{H}(z) \mathbf{J}(z), \quad (4)$$

где

$$\hat{H}(z) = \{ \hat{\varepsilon}(z) - n^2(z) \hat{I} \} / 2n(z), \quad (4a)$$

$$\mathbf{J}(z) = \sqrt{n(z)} \mathbf{E}_0(z). \quad (4b)$$

Выражение (4) – это уравнение типа Шредингера, которое описывает эволюцию состояния поляризации света, а матрица $\hat{H}(z)$ является аналогом гамильтониана и характеризует свойства среды.

В случае распространения поляризованного света в НЖК с твист-ориентацией для матрицы $\hat{H}(z)$ имеем

$$\hat{H}(z) = \frac{\varepsilon_a}{4n_0} \begin{pmatrix} \cos 2\psi(z) & \sin 2\psi(z) \\ \sin 2\psi(z) & -\cos 2\psi(z) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Решение системы уравнений (4) существенно упрощается и удается получить аналитическое решение задачи, если перейти во вращающуюся систему координат посредством преобразования [12,16]

$$\mathbf{J}(z) = \hat{R}^{-1} \mathbf{A}(z), \quad \hat{H}(z) = \hat{R}^{-1} \hat{H}_0 \hat{R}, \quad (6)$$

где $\mathbf{A} = (A_\xi A_\eta)^T$ – вектор Джонса во вращающейся системе координат, $\hat{R}(\psi)$ – матрица поворота координатных осей

$$\hat{R}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos \psi(z) & \sin \psi(z) \\ -\sin \psi(z) & \cos \psi(z) \end{pmatrix}.$$

Здесь \hat{H}_0 – “гамильтониан” неоднородно-анизотропной среды в локальной системе координат. После несложных, но громоздких преобразований, получим

следующую систему связанных уравнений относительно $A_{\xi,\eta}$ [12]:

$$\frac{dA_{\xi}(z)}{dz} = i\gamma A_{\xi}(z) + \frac{d\psi(z)}{dz} A_{\eta}(z), \quad (7a)$$

$$\frac{dA_{\eta}(z)}{dz} = -\frac{d\psi(z)}{dz} A_{\xi}(z) - i\gamma A_{\eta}(z). \quad (7б)$$

Здесь введено обозначение

$$\Gamma = \frac{\pi \varepsilon_a}{2\lambda n_0}. \quad (7в)$$

В случае равномерного изменения угла ориентации директора $\psi(z) = \alpha z$ уравнения (7a,б) представляют систему уравнений с постоянными коэффициентами, решение которой хорошо известно [17]. С учетом этого решения и после обратного преобразования в лабораторную систему координат окончательное аналитическое решение представляется в виде

$$E_{\mu}(z) = \frac{i}{2\Omega} \left[A_{\mu}(z) e^{-i\Omega z} + B_{\mu}(z) e^{i\Omega z} \right] e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 z}, \quad (8)$$

где $\mu = x, y$. Введенные здесь обозначения имеют следующий вид:

$$A_x(z) = \left(B_0 - i \frac{\alpha}{\gamma + \Omega} A_0 \right) \left[\alpha \cos \psi(z) + i(\gamma + \Omega) \sin \psi(z) \right],$$

$$B_x(z) = \left[-i(\gamma + \Omega) A_0 - \alpha B_0 \right] \left[\cos \psi(z) + i \frac{\alpha}{\gamma + \Omega} \sin \psi(z) \right],$$

$$A_y(z) = \left(B_0 - i \frac{\alpha}{\gamma + \Omega} A_0 \right) \left[\alpha \sin \psi(z) - i(\gamma + \Omega) \cos \psi(z) \right],$$

$$B_y(z) = \left[-i(\gamma + \Omega) A_0 - \alpha B_0 \right] \left[\sin \psi(z) + i \frac{\alpha}{\gamma + \Omega} \cos \psi(z) \right],$$

$$\Omega^2 = \gamma^2 + \alpha^2, \quad A_0 = E_x(z=0), \quad B_0 = E_y(z=0).$$

Величины A_0 и B_0 могут быть комплексными (в случае анализа эллиптически поляризованной входной волны). Нетрудно проверить, что полученное решение (8) в пределе $\alpha \rightarrow 0$ переходит в хорошо известное выражение [2,17].

Таким образом, полученные аналитические выражения позволяют описывать пространственную динамику состояния поляризации света в неоднородных анизотропных средах.

В качестве примера рассмотрим НЖК 5СВ, параметры которого хорошо известны [18]. Пусть входная волна линейно-поляризована вдоль оси x (в случае нормированной интенсивности $A_0 = 1, B_0 = 0$). Как следует из рис.2а,

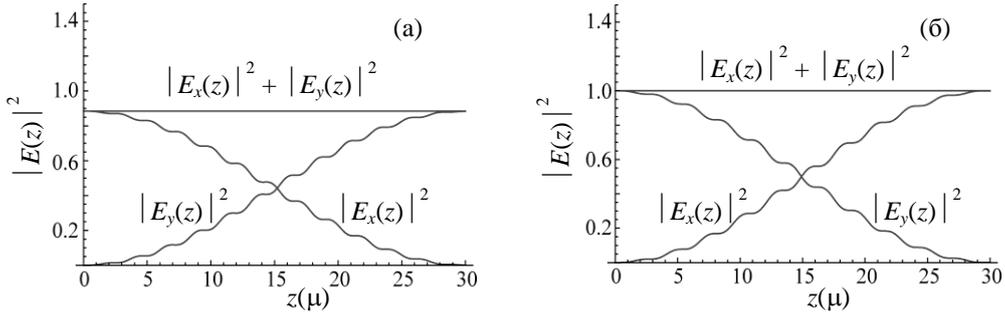


Рис.2. Эволюция состояния поляризации света в твист-ориентированной НЖК 5СВ. Значения параметров следующие: $\epsilon_0 = n_0^2 = 2.31$, $\epsilon_a = 0.58$, $\lambda = 0.5145$ мкм, толщина НЖК слоя составляет 30 мкм. (а) Входная волна поляризована вдоль x . (б) Входная волна поляризована вдоль y .

выходная волна полностью поляризована вдоль оси y , согласно явлению адиабатического слежения [2,6]. Когда входная волна линейно-поляризована вдоль оси y , выходная волна линейно-поляризована вдоль оси x (см. рис.2б) (качественно об этом упоминается в [6,18]).

Таким образом, проведенный анализ показывает, что если падающая волна на входе в среду линейно-поляризована вдоль одной из нормальных волн, то вектор поляризации световой волны отслеживает вращение главных осей при условии, что коэффициент кручения мал.

Однако эволюция состояния поляризации света в слое твист-ориентированного НЖК зависит от толщины образца. При малых толщинах (порядка нескольких мкм) это достаточно плавный переход через промежуточные эллиптически поляризованные состояния (об этом упоминается также в [6]). При толщинах порядка десятков микрон такой переход носит осцилляционный характер (см. рис.2а,б).

Для большей наглядности пространственную динамику состояния поляризации света можно представить на сфере Пуанкаре. Для этого определим параметры Стокса соотношением

$$\hat{S} = \mathbf{E}^+ \hat{\sigma} \mathbf{E}, \quad (9)$$

где $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули [6,13]:

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Нетрудно проверить, что тогда

$$S_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2, \quad S_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2, \quad (10a)$$

$$S_2 = E_x E_y^* + E_x^* E_y, \quad S_3 = i(E_x E_y^* - E_x^* E_y). \quad (10б)$$

На рис.3 представлена пространственная динамика состояния поляризации света на сфере Пуанкаре, построенная с помощью соотношений (8) и (10). Прослеживается следующая закономерность – с увеличением толщины образца амплитуда пространственных осцилляций уменьшается и вектор Стокса практически вращается в экваториальной плоскости. Это означает, что входная линейно-поляризованная волна адиабатически следует за вращением директора НЖК, оставаясь линейно-поляризованной.

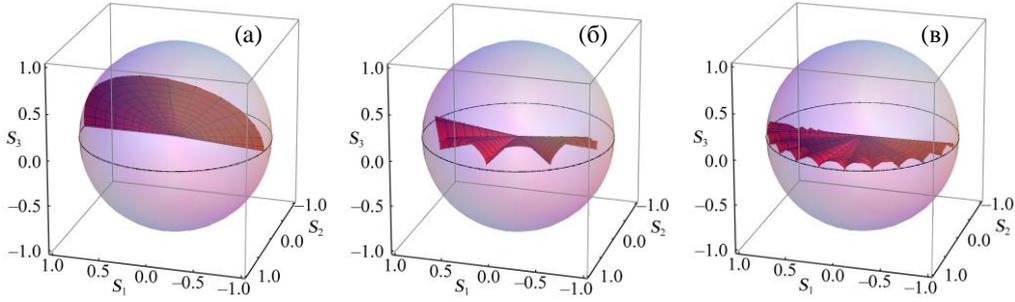


Рис.3. Эволюция состояния поляризации света на сфере Пуанкаре в твист-ориентированный НЖК. Значения параметров НЖК 5СВ следующие: $\epsilon_0 = n_0^2 = 2.31$, $\epsilon_a = 0.58$, $\lambda = 0.5145$ мкм, толщина НЖК слоя составляет: (а) 2.5 мкм, (б) 10 мкм и (в) 30 мкм.

Нередко встречается ситуация, особенно в скрученных НЖК, когда величина γ , описывающая фазовую задержку, значительно больше удельного вращения α . Для примера рассмотрим твист-ориентированный НЖК 5СВ, у которого $\gamma \gg \alpha$. Используя определение (7в) и учитывая, что $\alpha l = \pi / 2$, получим

$$\frac{\gamma}{\alpha} = \frac{\epsilon_a}{n_0} \frac{l}{\lambda}.$$

Это означает, что при $l \gg \lambda$ выполняется условие $\gamma \gg \alpha$. Пренебрегая в (8) при $\gamma \gg \alpha$ слагаемыми, содержащими α , получим

$$E_x(z) = (A_0 \cos \psi(z) e^{i\gamma z} - B_0 \sin \psi(z) e^{-i\gamma z}) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 z},$$

$$E_y(z) = (B_0 \cos \psi(z) e^{-i\gamma z} + A_0 \sin \psi(z) e^{i\gamma z}) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 z}.$$

Соответственно

$$\frac{E_y(z)}{E_x(z)} = \frac{B_0 \cos \psi(z) e^{-i\gamma z} + A_0 \sin \psi(z) e^{i\gamma z}}{A_0 \cos \psi(z) e^{i\gamma z} - B_0 \sin \psi(z) e^{-i\gamma z}}. \quad (11)$$

Рассмотрим предыдущие частные случаи. Пусть $A_0 = 1$ и $B_0 = 0$, т.е. входная волна линейно-поляризована вдоль x . Тогда из (11) следует, что

$$\frac{E_y(z)}{E_x(z)} = \operatorname{tg}\psi(z).$$

Так как $\psi(l) = \pi/2$, то выходная волна поляризована вдоль оси y .

Аналогично, когда входная волна линейно-поляризована вдоль оси y , то $A_0 = 0$ и $B_0 = 1$. Тогда из (11) следует, что

$$\frac{E_y(z)}{E_x(z)} = -\operatorname{ctg}\psi(z).$$

И при $\psi(l) = \pi/2$ имеем, что выходная волна поляризована вдоль оси x .

Для исследования изменения поляризации изначально линейно-поляризованного лазерного пучка при прохождении через твист-ориентированную НЖК ячейку была собрана экспериментальная установка, схема которой приведена на рис.4. Лазерный пучок He-Ne лазера (1) с длиной волны 0.63 мкм сначала проходит через поляризатор (2), с помощью которого пучок приобретает линейную поляризацию. Прошедший через поляризатор пучок падает на твист-ячейку НЖК (3). Состояние поляризации прошедшего света исследуется с помощью анализатора (4) и измерителя мощности (5). Поляризация пучка, прошедшего через твист-ячейку НЖК, определяется посредством вращения анализатора и измерения мощности лазерного пучка. В ходе эксперимента обеспечивалось нормальное падение пучка на ячейку с толщиной 100 мкм. Использовался жидкий кристалл типа 5СВ. Эксперимент был проведен при комнатной температуре.

Известно, что, если поляризация лазерного пучка параллельна направлению директора у передней стенки ячейки, то поляризация пучка поворачивается (оставаясь параллельной ориентации молекул) и на выходе ячейки поляризация приобретает направление, перпендикулярное начальной поляризации [18,19].

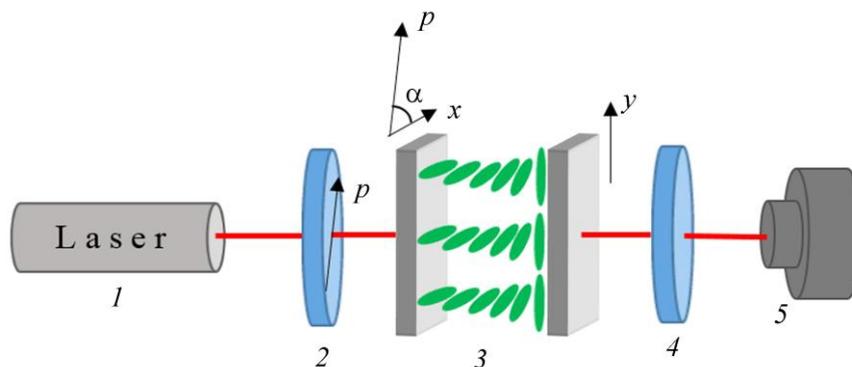


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – He-Ne лазер, 2 – поляризатор, 3 – твист-ячейка НЖК (толщина 100 мкм), 4 – анализатор, 5 – измеритель мощности.

Цель настоящего эксперимента состояла в определении изменения поляризации изначально линейно-поляризованного лазерного излучения при условии, что эта поляризация перпендикулярна направлению директора у передней стенки ячейки.

Результаты исследования показывают, что поляризация линейно-поляризованного пучка при прохождении через твист-ориентированную НЖК ячейки изменяется таким образом, что на выходе из ячейки приобретает поляризацию, направление которой перпендикулярно начальной поляризации. Таким образом, при прохождении через твист-ячейку НЖК поляризация линейно-поляризованного лазерного пучка поворачивается на 90° вне зависимости от того поляризация пучка параллельна или перпендикулярна направлению директора у передней стенки ячейки. Особенно следует подчеркнуть частотную независимость (ахроматичность) такого вращения. Экспериментальные результаты подтверждают вышеприведенные теоретические результаты.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта SCS 13-1C240.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский.** Электродинамика сплошных сред. М., Физматлит, 2005.
2. **А. Ярив, П. Юх.** Оптические волны в кристаллах. М., Мир, 1987.
3. **E. Collett, B. Schaefer.** Polarized Light: For Scientists and Engineers. PolaWave Group, Incorporated, 2012.
4. **О.В. Иванов.** Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных слоистых структурах. Ульяновск, УлГТУ, 2010.
5. **T. Scharf.** Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers. John Wiley and Sons, Inc., 2006.
6. **P. Yeh, C. Gu.** Optics of Liquid Crystal Displays. John Wiley and Sons, Inc., 1999.
7. **Ф.В. Игнатович, В.К. Игнатович.** УФН, **182**, 759, (2012).
8. **R.V. Alaverdyan, T.K. Dadalyan.** Armenian Journal of Physics, **6**, 55 (2013).
9. **А.Л. Асланян, Л.С. Асланян, С.К. Назарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 33 (2012).
10. **L. Allen, J. Eberly.** Optical Resonance and Two-Level Atoms. John Wiley and Sons, N.Y.-London-Sydney-Toronto, 1976.
11. **P. de Gennes, J. Prost.** The physics of LC. Oxford, Clarendon Press, 2003.
12. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan.** Optics and Spectroscopy, **116**, 483 (2014).
13. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, S.K. Nazaryan.** Proceedings of SPIE, **8414** (SPIE Bellingham, WA 2012) 8414 11 - 1-7.
14. **H. Kubo, R. Nagata.** JOSA, **73**, 1719 (1985).
15. **F. Simoni.** NLO Properties of LC and PDLC. Singapore, World Scientific, 1997.
16. **С.М. Аракелян, Ю.С. Чилингарян.** Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., Наука, 1974.
17. **А.А. Андронов, А.А. Витт, С.Э. Хайкин.** Теория колебаний. М., Наука, 1981.
18. **Л.М. Блинов.** Электро- и магнитооптика ЖК. М., Наука, 1978.
19. **W. Helfrich, M. Schadt.** Appl. Phys. Lett., **18**, 127 (1971).

ԲԵՎԵՌՆԱՅՎԱԾ ԼՈՒՅՍԸ ՈԼՈՐՄԱՄԲ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ռ.Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա.Լ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Լ.Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ,
Գ.Ս. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ս.Ց. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

Տեսական և փորձարարական ճանապարհներով վերլուծված է սահուն-անհամասեռ անիզոտրոպ միջավայրերում լույսի բևեռացման վիճակի էվոլյուցիան: Ստացված են այդպիսի միջավայրում բևեռացման վիճակը նկարագրող վերլուծական արտահայտություններ: Մասնավորապես, վերլուծության արդյունքները կիրառելի են թվիստ կողմնորոշմամբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի պարագայում: Ցույց է տրված, որ չնայած այդպիսի միջավայրում տարածման ժամանակ բևեռացման վիճակը կրում է օսցիլյացիաներ, որոնց տարածական հաճախությունը կախված է նմուշի հաստությունից, այնուամենայնիվ ելքում դիտվում է ադիաբատիկ հետևման երևույթ ինչպես մուտքային e ալիքի, այնպես էլ o ալիքի դեպքում: Փորձերը հաստատում են տեսական վերլուծության արդյունքները:

POLARIZED LIGHT IN ANISOTROPIC MEDIUM WITH TWISTING

R.B. ALAVERDYAN, A.L. ASLANYAN, L.S. ASLANYAN,
G.S. GEVORGYAN, S.TS. NERSISYAN

The evolution of condition of polarization of light in smoothly inhomogeneous anisotropic medium is theoretically and experimentally analyzed. Analytical expressions describing the condition of polarization in such medium are derived. In particular, the results of the analysis are applicable to the nematic liquid crystal with twist orientation. It is shown that though the condition of polarization during propagation in such medium undergoes oscillations, spatial frequency of which depends on thickness of the sample, nevertheless a phenomenon of adiabatic tracking is observed at the exit in case of both input e and o waves. Experiments confirm the results of theoretical analysis.

УДК 535.343

ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ОПТИЧЕСКОГО КОНТАКТА НА ПАРАМЕТРЫ $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}/\text{LiNbO}_3$ ЗЕЛЕННОГО МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА

Р.Б. КОСТАНЯН, М.И. КЕРОПЯН*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: kerobyan.mk@gmail.com

(Поступила в редакцию 4 ноября 2014 г.)

Исследовано влияние отражения от оптического контакта между активным ($\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$) и нелинейным (LiNbO_3) кристаллами на параметры зеленого микро칩-лазера с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники. Показано, что увеличение отражения от контакта приводит к уменьшению эффективности, увеличению пороговой мощности накачки и к нестабильности мощности выходного излучения микро칩-лазера.

1. Введение

Микро칩-лазеры с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники (ГВГ) являются эффективными, компактными и сравнительно дешевыми источниками когерентного зеленого излучения. Благодаря своим характеристикам они применяются в различных приложениях и в настоящее время привлекают к себе внимание исследователей. В микро칩-лазере нелинейно-оптический элемент помещается в резонатор и с помощью оптического контакта соединяется с активным элементом. Активной средой обычно является $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ или другой кристалл, активированный трехкратно ионизированными ионами неодима. В качестве нелинейной оптической среды, в основном, используются кристаллы KTiOPO_4 или LiNbO_3 с высокими значениями нелинейных коэффициентов (13.7 пм/В и 31.5 пм/В, соответственно), обеспечивающие большие эффективности преобразования излучения накачки во вторую гармонику и высокие выходные мощности при внутрирезонаторной ГВГ [1-3].

Микро칩-лазер, используемый в наших экспериментах, схематически представлен на рис.1. Для накачки использовались полупроводниковые диодные лазеры, излучающие на длине волны 808 нм. Активный и нелинейный кристаллы с размерами $1 \times 1 \times 1.5$ мм³ соединены между собой методом оптического контакта [4,5].

Зеркала резонатора изготовлены напылением многослойных диэлектрических покрытий прямо на торцы кристаллов. Зеркало R_1 максимально прозрачно для 808 нм и “полностью” (99.8%) отражает свет на длинах волн 532 нм и 1064 нм. Выходное зеркало R_2 прозрачно для длины волны 532 нм и отражает

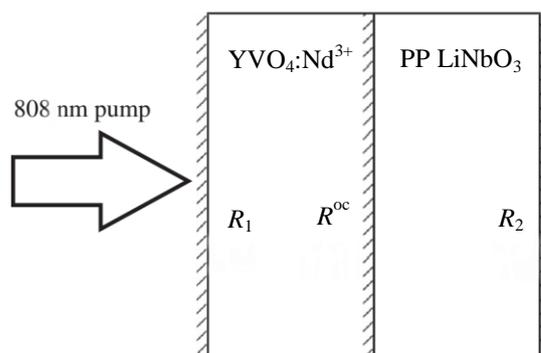


Рис.1. Схема микрочип-лазера: R_1 – зеркало с высоким значением коэффициента отражения на длине волны 532 нм и высоким значением коэффициента пропускания на длине волны 808 нм, R^{oc} – коэффициент отражения от оптического контакта, R_2 – зеркало с высокими значениями коэффициентов отражения на 1064 нм и пропускания на 532 нм.

на длине волны 1064 нм (99.8%).

В активной среде генерируется излучение на длине волны 1064 нм, которое «заперто» в резонаторе, потому что оба зеркала не пропускают на этой длине волны. Основное излучение, многократно проходя через нелинейную среду, преобразовывается во вторую гармонику (532 нм), которая беспрепятственно выходит из резонатора через выходное зеркало R_2 .

Отражение от оптического контакта между двумя составными частями микрочип-лазера в случае идеального контакта равно френелевскому отражению между этими кристаллами, которое составляет примерно 10^{-2} – $10^{-3}\%$. Оптический контакт по разным причинам не всегда идеален, что приводит к увеличению коэффициента отражения от контакта. Внутррезонаторные паразитные отражения могут привести к модификациям спектра лазерного излучения, дестабилизации рабочего режима лазера, ухудшению качества пучка излучения и другим явлениям.

Целью настоящей работы было выявление влияния отражения от оптического контакта на эффективность работы, пороговую мощность накачки зеленого микрочип-лазера с внутррезонаторной ГВГ и определение его оптимальных значений для высокоэффективной работы данного твердотельного зеленого лазера.

Измерение отражения от оптического контакта в миниатюрных оптических деталях, таких как резонатор микрочип-лазера, требует специальных установок, а многослойные диэлектрические покрытия еще больше усложняют эту работу. Для этой цели применялся разработанный нами метод измерения отражения от оптического контакта в резонаторе микрочип-лазера, описанный в [6].

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследования проводились на микрочип-лазерах с активным элементом $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ и нелинейно-оптическим элементом с периодически поляризованной структурой кристаллов $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (PPMgOLN) с использованием четырех идентичных микрочипов, отличающихся только значениями коэффициентов отражения от оптического контакта.

Микрочипы помещались перед излучением лазерного диода с длиной волны 808 нм. Эксперименты с различными чипами проводились в одинаковых условиях. Для накачки использовался один и тот же лазерный диод, одни и те же плотности излучения накачки и кристаллы с одинаковыми параметрами. Лазер работал с частотой повторения импульсов 120 кГц.

Температура элементов микрочип-лазера контролировалась температурным регулятором с точностью 0.1°C . Микрочипы имели следующие коэффициенты отражения от оптического контакта: $R_1^{\text{oc}} \leq 0.2\%$, $R_2^{\text{oc}} \approx 0.3\%$, $R_3^{\text{oc}} \approx 0.4\%$ и $R_4^{\text{oc}} \approx 0.6\%$.

На рис.2 приведены зависимости среднего значения мощности выходного излучения лазеров от среднего значения мощности накачки для четырех

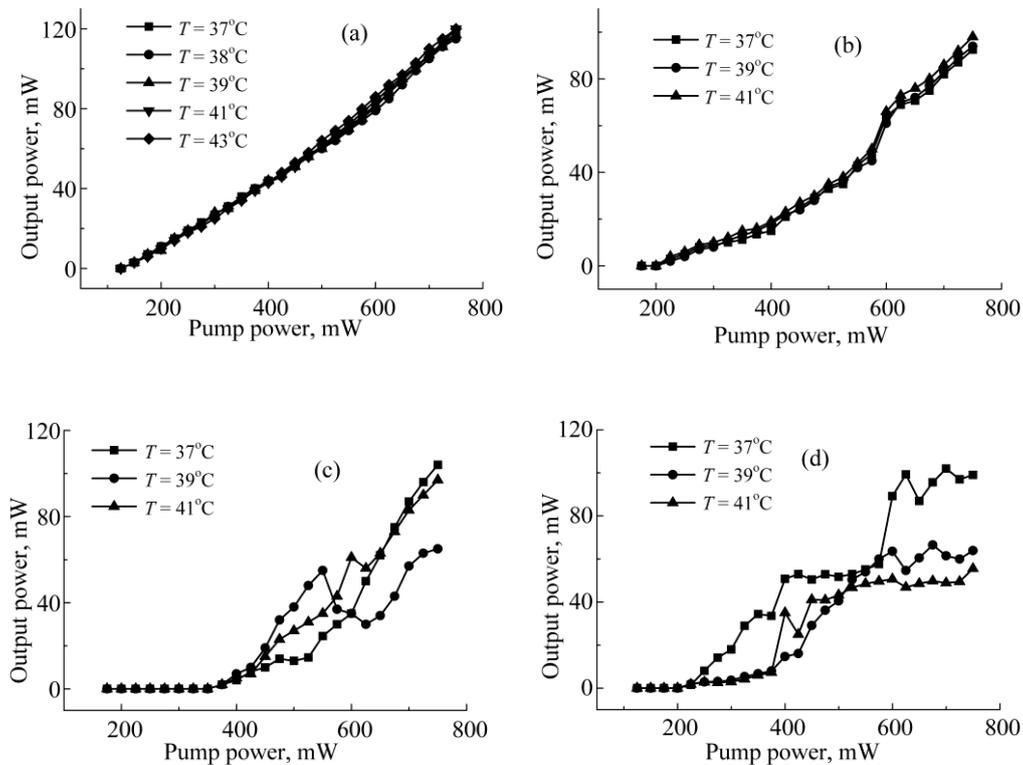


Рис.2. Зависимости мощности лазерного излучения от мощности накачки при различных значениях температуры для четырех разных микрочип-лазеров (a): $R_1^{\text{oc}} \leq 0.2\%$, (b) $R_2^{\text{oc}} \approx 0.3\%$, (c) $R_3^{\text{oc}} \approx 0.4\%$ и (d) $R_4^{\text{oc}} \approx 0.6\%$.

разных чипов при различных температурах в диапазоне температурной ширины квазисинхронизма. Из рис.2 видно, что повышение значения коэффициента отражения от оптического контакта приводит к уменьшению эффективности работы лазера, увеличению пороговой мощности накачки и нестабильности выходного излучения микрочип-лазера.

Для рассмотрения влияния отражения от оптического контакта на эффективность зеленого микрочип-лазера совершим обход резонатора с некоторыми упрощенными условиями. Предположим, что входное (R_1) и выходное (R_2) зеркала имеют 100% отражения для волн основной гармоники (1064 нм), а выходное зеркало имеет 100% пропускания для второй гармоники. Таким образом, потери фундаментальной волны будут только от поверхности оптического контакта и в нелинейном кристалле при ГВГ. Предположим, что на первом зеркале интенсивность фундаментальной волны I_0 , тогда для условия стабильной генерации получим

$$\left(I_0 e^{\sigma l_1} T^{\text{oc}} - \chi \left(I_0 e^{\sigma l_1} T^{\text{oc}} \right)^2 \right) e^{\sigma l_1} T^{\text{oc}} \geq I_0, \quad (1)$$

где σ – коэффициент усиления активной среды, l_1 – длина активной среды, $T^{\text{oc}} = 1 - R^{\text{oc}}$ – пропускание оптического контакта,

$$\chi = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 l_2^2}{n_2 n_1^2 \lambda^2 c \epsilon_0}. \quad (2)$$

Здесь d_{eff} – эффективный коэффициент (3.3) нелинейного тензора периодически поляризованного LiNbO_3 , l_2 – длина нелинейного кристалла, n_2 – коэффициент преломления нелинейного кристалла для второй гармоники (532 нм), n_1 – коэффициент преломления нелинейного кристалла для фундаментальной волны (1064 нм), λ – длина волны фундаментального излучения, c – скорость света и ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В приведенной формуле (1) предположили, что фазовый сдвиг между фундаментальной и второй гармониками равен нулю. Здесь мы воспользовались результатами теории ГВГ при заданном поле с плоской волной основной гармоники [7]. После упрощений получим

$$\left(T^{\text{oc}} e^{\sigma l_1} \right)^2 \left(1 - \chi I_0 T^{\text{oc}} e^{\sigma l_1} \right) \geq 1. \quad (3)$$

Максимальное значение χ составляет $6.4 \times 10^{-14} \text{ м}^2/\text{Вт}$ для кристалла с длиной 1.5 мм и $d_{\text{eff}} = 17 \text{ пм/В}$ (максимально возможное значение). Даже для больших значений усиления и для нескольких ватт циркулирующего основного излучения в резонаторе второе слагаемое в скобках левой части формулы (3) намного меньше единицы, так что формула (3) приводится к более простому виду

$$T^{\text{oc}} e^{\sigma l_1} \geq 1. \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что чем больше пропускание оптического кон-

такта T^{oc} , тем меньше порог генерации. Это было подтверждено экспериментом, а также то, что при одной и той же мощности накачки чем лучше оптический контакт, тем больше мощность выходного излучения.

3. Заключение

Исследовались энергетические параметры микрочип-лазеров с внутриврезонаторной ГВГ, с активным элементом $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$, нелинейно-оптическим элементом с периодически поляризованной структурой кристаллов PPMgOLN, с использованием четырех идентичных микрочипов, отличающихся только значениями коэффициентов отражения от оптического контакта. Экспериментально изучены зависимости мощности выходного излучения лазеров от мощности накачки при различных температурах в диапазоне температурной ширины квазисинхронизма.

Показано, что увеличение отражения от оптического контакта приводит к уменьшению эффективности работы, увеличению пороговой мощности накачки и нестабильности выходного излучения микрочип-лазера. Для получения высокоэффективной внутриврезонаторной ГВГ нужно добиваться значений отражения от оптического контакта меньше 0.2%.

Исследование выполнено при финансовой поддержке программ "Поддержка исследований аспирантов и молодых соискателей" и ГКН МОН РА в рамках научных проектов 14А-1с44 и № SCS 13-1С269, соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. **С.И. Державин, Д.А. Машковский, В.Н. Тимошкин.** Квант. электроника, **38**, 1117 (2008).
2. **T. Harimoto, J. Watanabe.** IEEE Electronics Letters, **41**, 702 (2005).
3. **S. Essaian, J. Khaydarov, S. Slavov, V. Ter-Mikirtychev, G. Gabrielyan, M. Kerobyán, S. Soghomonyan.** Proc. SPIE, **8240**, 82400I-1 (2000).
4. **A. Plößl, G. Kräuter.** Materials Science and Engineering: R, **25**, 1 (1999).
5. **M. Alexe, U. Gösele.** Wafer Bonding: Applications and Technology. Springer Series in Materials Science, **75**, 2004.
6. **M. Kerobyán, A. Gyulasaryan, A. Khachikyan, S. Soghomonyan, G. Gabrielyan, S. Essaian.** Optics Communications, **311**, 38 (2013).
7. **W.R. Boyd.** Nonlinear Optics. New York, Academic Press, 2008.

INFLUENCE OF REFLECTION FROM OPTICAL CONTACT ON PARAMETERS OF $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}/\text{LiNbO}_3$ GREEN MICROCHIP LASER

R.B. KOSTANYAN, M.I. KEROBYAN

Influence of reflection from optical contact between active ($\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$) and nonlinear (LiNbO_3) crystals on parameters of green intracavity second harmonic generation microchip laser has been investigated. It is shown that higher reflections leads to decrease in efficiency, increase in threshold pumping power and instability of laser beam intensity.

УДК 534.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ ПОГЛОЩАЮЩЕГО АКСИКОНА

А.Е. МАРТИРОСЯН*, А.Г. АРАКЕЛЯН

Акустический научный центр Министерства здравоохранения Армении, Ереван

*e-mail: arm.acoust@gmail.com

(Поступила в редакцию 7 ноября 2014 г.)

Предложена новая методика для определения направления расположения акустического излучателя с использованием поглощающего аксикона и только одного акустического детектора. Проанализированы закономерности дифракции акустических волн на поглощающем аксиконе в области ближнего поля. Показано, что с помощью нахождения центра «ямы» со спадом амплитуды давления в пространственном распределении дифрагированного пучка можно однозначно обнаружить направления местоположений как акустических источников, так и акустических волн, рассеянных на различных субстанциях или на их внутренних областях.

1. Введение

Системы дальнего зондирования местоположения источников акустических волн используются в аудиосистемах летательных аппаратов [1], для обеспечения безопасности подводного пространства [2], для наблюдения за животными [3], в робототехнике [4] и т.д. Важной задачей является определение местоположения крушения авиалайнеров путем регистрации акустических сигналов от так называемых «черных ящиков» [5].

Наиболее распространенным способом определения местоположения акустического излучателя является метод временной задержки детектирования сигнала [6]. Для осуществления этого метода используются несколько распределенных в пространстве акустических датчиков, которые одновременно детектируют один и тот же сигнал от источника акустических волн. Измеряя временную задержку детектирования сигнала различными датчиками, можно определить местоположение акустического источника.

Параметры и местоположение фотоакустического источника ультразвука исследуются в биомедицине [7], в том числе с использованием контрастных агентов для обнаружения новообразований [8]. Фотоакустические методы используются также для обнаружения утечки газа [9].

В последние годы были предложены новые способы определения параметров волновых пучков с помощью поглощающего аксикона. Он позволяет

определять ось радиально-симметричных лазерных пучков, создавать строго коллимированные пучки, осуществлять радиальное перераспределение лазерного профиля интенсивности, создавать бубликообразные и М-образные пучки, плавно перестраивать мощность пучка, измерять радиус и расходимость пучка [10-12].

В настоящей работе для обнаружения направления источника акустических пучков в системе регистрации волн используется поглощающий аксикон. Его применение мотивируется тем, что как при нормальном, так и при наклонном падении акустического пучка на поглощающий аксикон в ближнем поле дифракции образуется область «ямы» с минимумом амплитуды давления дифрагированного пучка. В зависимости от угла наклона центр «ямы» отклоняется на характерное расстояние относительно оси аксикона, что позволяет определить этот угол и обнаружить направление акустического излучателя.

2. Дифракция акустического пучка на поглощающем аксиконе

На рис.1 представлена схема применения метода для определения направления расположения акустического излучателя с помощью поглощающего аксикона. После прохождения через поглощающий аксикон акустический пучок регистрируется с помощью детектора, который может перемещаться по ортогональным (относительно z) направлениям.

Рассмотрим преобразование акустических пучков, распространяющихся в поглощающем аксиконе с волновым сопротивлением, совпадающим с волновым сопротивлением среды, что аннулирует отражение от поверхности аксикона. При нормальном падении акустического пучка с длиной волны λ на аксикон

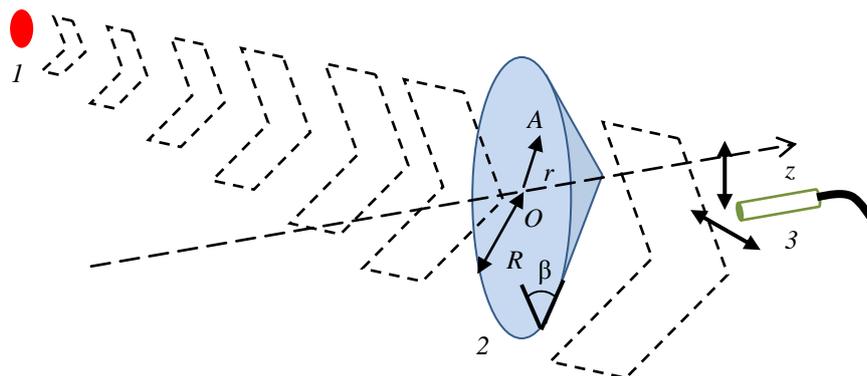


Рис.1. Схема для определения направления расположения акустического излучателя с помощью поглощающего аксикона: 1 – местоположение акустического излучателя, 2 – поглощающий аксикон с радиусом R и углом у основания β , 3 – акустический детектор, который может перемещаться в плоскости наблюдения по перпендикулярным направлениям вдоль стрелок. Координата z проходит по оси аксикона O , r – расстояние произвольной точки A на поверхности аксикона от его оси.

пропускание аксикона по давлению $g_\lambda(r)$ зависит от расстояния до оси аксикона r :

$$g_\lambda(r) = \exp(-k \tan \beta (R - r)), \quad (1)$$

где k – коэффициент поглощения по давлению акустических волн в аксиконе, R – радиус и β – угол у основания аксикона.

На рис.2 показано геометрическое 3D представление дифракции на поглощающем аксиконе в случае наклонного падения акустического пучка на аксикон, где γ характеризует угол падения пучка относительно нормали (координата z) к поверхности аксикона. Следовательно, давление акустического пучка у поверхности аксикона выражается как $P = P_0 \cos \gamma$, где P_0 – давление по направлению распространения пучка. Кроме того, в случае наклонного падения акустического пучка на аксикон уравнение (1) несколько видоизменяется, т.к. в этом случае удлиняется путь прохождения луча в аксиконе. В приближении тонкого аксикона имеем:

$$g_\lambda(r) = \exp\left(-\frac{k \tan \beta (R - r)}{\cos \gamma}\right). \quad (2)$$

Помимо этого, при наклонном падении изменяется путь акустических лучей до попадания на аксикон. В случае плоской волны, в зависимости от угла наклона γ , длина пути луча характеризуется дополнительным членом – $r \cos \alpha \sin \gamma$.

Определим давление дифрагированного акустического пучка в плоскости регистрации в направлении h , которое перпендикулярно z . Направление ρ на поверхности аксикона параллельно направлению h , α характеризует полярный

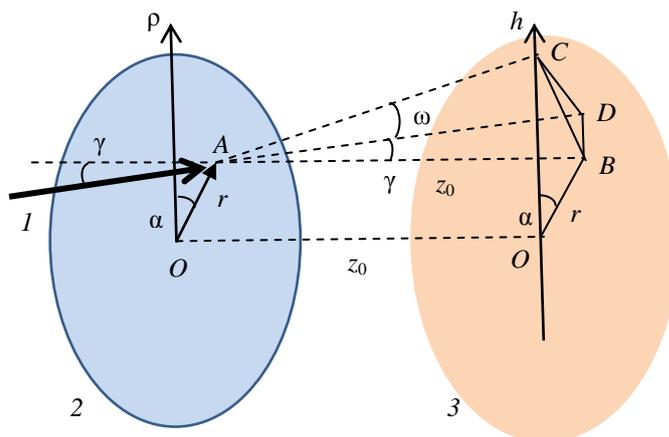


Рис.2. Геометрическое 3D представление дифракции акустического пучка на поглощающем аксиконе: I – жирная стрелка характеризует направление пучка, 2 – поверхность поглощающего аксикона, 3 – плоскость регистрации, которая параллельна поверхности аксикона. Сплошные линии лежат в плоскости регистрации или на поверхности аксикона, пунктирные – не лежат на них.

угол произвольной точки A относительно ρ . В произвольной точке C на линии h давление дифрагированного от точки A акустического пучка определяется интегралом Френеля [13]

$$P_C = \frac{P_0 \cos \gamma}{i\lambda} \int_S \frac{f}{AC} \exp\left(-\frac{k \tan \beta (R-r)}{\cos \gamma}\right) \exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} (r \cos \alpha \sin \gamma + AC)\right) dS, \quad (3)$$

где $f = \cos \omega$ – коэффициент наклонного отклонения на угол ω , $S = r dr d\alpha$ – элементарная поверхность около точки A . С помощью тригонометрических соотношений мы можем вычислить расстояние AC :

$$AC = \sqrt{z_0^2 + r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha}, \quad (4)$$

где $z_0 = OO_1 = AB$, $h_0 = CO_1$ (см. рис.2). Для вычисления коэффициента наклонного отклонения мы должны определить параметры треугольника ACD , в котором сторона AD соответствует направлению распространения акустического пучка. Согласно элементарным тригонометрическим соотношениям, в треугольнике BCO_1 , с учетом того, что линия BD параллельна CO_1 , имеем:

$$\begin{aligned} \sin \angle CBD &= \sin \angle BCO_1 = \frac{r \sin \alpha}{BC} = \frac{r \sin \alpha}{\sqrt{r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha}}, \\ \cos \angle CBD &= \sqrt{1 - \sin^2 \angle CBD} = \frac{|h_0 - r \cos \alpha|}{\sqrt{r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Кроме того, в треугольнике BCD имеет место следующее соотношение:

$$CD^2 = BC^2 + BD^2 - 2BC \times BD \times \cos \angle CBD. \quad (6)$$

Исходя из того, что $BC = \sqrt{r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha}$ и $BD = z_0 \tan \gamma$, из уравнений (5) и (6) получаем:

$$CD^2 = r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha + \frac{z_0^2 \sin^2 \gamma}{\cos^2 \gamma} - \frac{2z_0 \sin \gamma |h_0 - r \cos \alpha|}{\cos \gamma}. \quad (7)$$

С другой стороны, в треугольнике ACD имеет место следующее соотношение:

$$\begin{aligned} CD^2 &= AC^2 + AD^2 - 2AC \times AD \times \cos \omega = \\ &= z_0^2 + r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha + \frac{z_0^2}{\cos^2 \gamma} - \frac{2z_0 \cos \omega \sqrt{z_0^2 + r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha}}{\cos \gamma}, \end{aligned} \quad (8)$$

где учтено, что $AD = z_0 / \cos \gamma$. Из уравнений (7) и (8) нетрудно определить значение коэффициента наклонного отклонения

$$\cos \omega = \frac{z_0 \cos \gamma + \sin \gamma |h_0 - r \cos \alpha|}{\sqrt{z_0^2 + r^2 + h_0^2 - 2rh_0 \cos \alpha}}. \quad (9)$$

Принимая во внимание уравнения (4)–(9), интеграл Френеля может быть представлен в виде

$$P_C = \frac{P_0 \cos \gamma}{i\lambda} \int_0^R \int_{-\pi}^{+\pi} r \frac{z_0 \cos \gamma + |h_0 - r \cos \alpha| \sin \gamma}{z_0^2 + r^2 + h_0^2 + 2rh_0 \cos \alpha} \exp\left[-\frac{k \tan \beta (R - r)}{\cos \gamma}\right] \times \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda} (r \cos \alpha \sin \gamma + \sqrt{z_0^2 + r^2 + h_0^2 + 2rh_0 \cos \alpha})\right] dr d\alpha. \quad (10)$$

Для более удобного представления интеграла (10) введем следующие нормированные величины: $W = R/\lambda$, $H = h_0/R$, $Z = z_0/R$, $w = r/R$, $L = kR \tan \beta / \cos \gamma$. С учетом этих обозначений уравнение (10) преобразовывается в

$$P_H = \frac{WP_0}{i} \exp(-L) \cos \gamma \int_0^1 \int_{-\pi}^{+\pi} w \frac{Z \cos \gamma + |H - w \cos \alpha| \sin \gamma}{Z^2 + w^2 + H^2 + 2wH \cos \alpha} \exp[wL] \times \exp[2\pi i W (w \cos \alpha \sin \gamma + \sqrt{Z^2 + w^2 + H^2 + 2wH \cos \alpha})] dw d\alpha. \quad (11)$$

Результаты численных расчетов для дифракции акустических волн на поглощающем аксиконе для различных значений L при нормальном падении на поверхность аксикона представлены на рис.3. Следует констатировать, что в ближнем поле, когда характерная картина дифракции с пространственной модуляцией амплитуды давления не ярко выражена, образуется область «ямы» с минимумом амплитуды дифрагированного пучка (с центром «ямы» на оси аксикона). Она характеризуется увеличением амплитуды с увеличением радиальной координаты.

Однако, при наклонном падении акустического пучка на поглощающий аксикон область «ямы» дифрагированного пучка отклоняется относительно оси аксикона. На рис.4 показаны результаты расчетов радиального распределения амплитуды давления дифрагированного на поглощающем аксиконе акустиче-

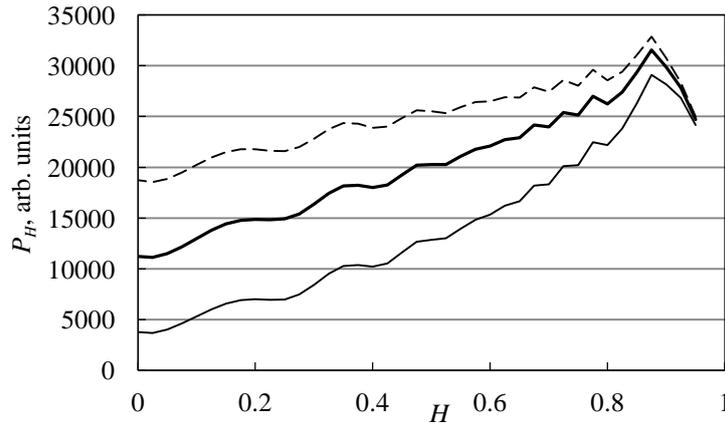


Рис.3. Радиальное распределение амплитуды давления дифрагированного на поглощающем аксиконе акустического пучка P_H при нормальном падении на поверхность аксикона ($\gamma = 0$) с $W = 40$ и $Z = 0.4$. Расчеты проведены для следующих значений L : $L = 0.5$ (пунктирная линия), $L = 1$ (сплошная жирная линия), $L = 2$ (сплошная тонкая линия).

ского пучка при наклонном падении на поверхность аксикона. Как следует из этого рисунка, с увеличением угла наклона γ центр «ямы» перемещается на характерное расстояние, которое определяется как $H = Z \tan \gamma$ или $h_0 = z_0 \tan \gamma$.

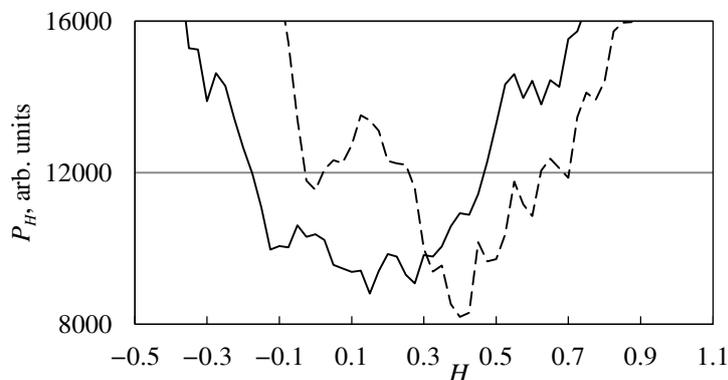


Рис.4. Область «ямы» радиального распределения амплитуды давления дифрагированного на поглощающем аксиконе акустического пучка P_H при наклонном падении на поверхность аксикона при $W = 40$, $Z = 0.4$ и $L = 1$. Расчеты проведены для следующих углов: $\gamma = \pi/8$ (пунктирная кривая) и $\gamma = \pi/4$ (сплошная кривая).

Таким образом, определение центра «ямы» амплитуды давления дифракции на поглощающем аксиконе позволяет однозначно обнаружить угол γ направления расположения акустического излучателя. Как было показано на рис.1, для экспериментального нахождения центра «ямы» детектор акустического пучка должен быть размещен на устройстве, которое обеспечивает перемещение по перпендикулярным направлениям в плоскости регистрации дифрагированных волн. Альтернативой использования этого устройства может служить акустический трансдюсер с 2D распределением комплекта детектирующих элементов [14], который целиком охватывает всю необходимую поверхность регистрации и позволяет получить распределение поля дифракции поглощающего аксикона.

3. Заключение

Таким образом, в представленной работе показано, что для определения направления расположения акустического излучателя достаточно использовать только один акустический детектор с применением поглощающего аксикона в соответствующей акустической системе. Причем в качестве излучателей могут рассматриваться как акустические источники, генерирующие любыми способами, так и акустические волны, рассеянные от различных предметов или внутренних областей субстанций. Следует подчеркнуть, что система обнаружения направления источника акустических волн применима как в случае исследований в лабораторных условиях, так и в режиме дальнего активного или пассив-

ного зондирования. Хотя представленный метод позволяет находить лишь направление расположения акустического излучателя, часто этого вполне достаточно для определения его местоположения в трехмерном пространстве. Например, если нам известен рельеф дна океана, то определение направления акустических сигналов позволит обнаружить местоположение «черного ящика», испускающего эти сигналы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.A. Pedersen, T. Jørgensen.** Localization Performance of Real and Virtual Sound Sources, NATO OTAN, RTO-MP-HFM-123, 1 (2005).
2. **D. Finch.** Canadian Naval Review, **3**, 14 (2007).
3. **K.H. Kim, P. Hursky, M.B. Porter, et al.** Proc. 8-th European Conference on Underwater Acoustics, Carvoeiro, Portugal, 329 (2006).
4. **G. Athanasopoulos, H. Brouckxon, W. Verhelst.** Proc. 11th International Conference on Signal Processing (SIP), 131 (2012).
5. **L.D. Stone, C. Keller, T.L. Kratzke, J. Strumpfer.** Report to Bureau d'Enquêtes et d'Analyses pour la sécurité de l'aviation civile, 1 (2011).
6. **F. Gustafsson, F. Gunnarsson.** Proc. IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing, 553 (2003).
7. **D.V. Bageshwar, A.S. Pawar, V.V. Khanvilkar, V.J. Kadam.** Eurasian J. Anal. Chem., **5**, 187 (2010).
8. **A. de la Zerdaa, J. Kimc, E.I. Galanzhad, et al.** Contrast Media Mol. Imaging, **6**, 346 (2011).
9. **E. Huang, D.R. Dowling, T. Whelan, J.L. Spiesberger.** J. Acoust. Soc. Am., **114**, 1926 (2003).
10. **А.Е. Мартиросян.** Световой фильтр, Патент Республики Армения, № 2467А, 2010.
11. **А.Е. Martirosyan.** Optics and Laser Technology, **43**, 242 (2011).
12. **А.Е. Мартиросян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 330 (2011).
13. **J.W. Goodman.** Introduction to Fourier Optics, San Francisco. McGraw-Hill, 1968.
14. **J. Woo, Y. Roh.** Proc. Symposium on Ultrasonic Electronics, **34**, 133 (2013).

DETERMINATION OF LOCALIZATION DIRECTION OF ACOUSTIC RADIATOR BY USING AN ABSORBING AXICON

A.E. MARTIROSYAN, A.G. ARAKELYAN

The new technique to determine the localization direction of acoustic radiator by using an absorbing axicon and a single acoustic detector is suggested. Characteristics of near field pattern formed by diffraction of acoustic waves in the absorbing axicon are analyzed. It is shown, that finding the “hole” center in the declining spatial distribution of pressure amplitude allows to ascertain both the localization directions of acoustic sources and acoustic waves scattering on various substances or on their internal regions.

УДК 534.29

ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЧАСТОТУ КОЛЛЕКТИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ

В.А. ПАПЛОЯН

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет,
Институт математики и высоких технологий, Ереван, Армения

e-mail: vahagn.paployan@gmail.com

(Поступила в редакцию 21 января 2015 г.)

Приведены результаты расчетов частоты коллективных колебаний электронов в металлических наноболочках. Влияние запаздывания взаимодействия учитывается методом Рэлея. Показано, что запаздывание приводит к существенному уменьшению частоты колебаний. Это, в свою очередь, уменьшает радиационную ширину спектра. В результате повышается спектральная чувствительность наноболочки.

1. Введение

Известно, что поверхностные плазмоны (ПП) в полых металлических наноструктурах обладают большей спектральной чувствительностью к свойствам окружающей среды, чем сплошные частицы [1-7]. Эта особенность делает металлические наноболочки привлекательными с точки зрения различных применений. Экспериментально показано, что чувствительность наноболочек возрастает с увеличением внешнего радиуса и уменьшением толщины оболочки [5]. Для относительно больших частиц главным фактором, ограничивающим спектральную чувствительность, является радиационное затухание, приводящее к уширению спектра пропорционально объему частицы.

Недавно было показано [8,9], что радиационное уширение ПП в сферических и сфероидальных наноболочках с диэлектрической сердцевиной подавляется более чем на порядок по сравнению со сплошными частицами тех же размеров. Этот эффект обусловлен уменьшением частоты колебаний с уменьшением толщины наноболочки. Однако имеется еще одна причина уменьшения частоты с увеличением размеров частицы – запаздывание взаимодействия из-за конечности скорости света. Для сплошной сферической частицы частота ПП определяется следующей приближенной формулой [10]:

$$\varepsilon(\omega) + 2 \left[1 + \frac{6}{5} \varepsilon_m \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2 \right] \varepsilon_m = 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая функция металла, ε_m – восприимчивость окружающей среды, R – радиус частицы, ω – искомая частота и c – скорость света в вакууме. Зависимость $\varepsilon(\omega)$ определяется из экспериментальных данных [11], что позволяет найти частоту колебаний ω . Параметр $\omega R/c = 2\pi R/\lambda$, где λ – длина волны, определяет уменьшение частоты, вызванное запаздыванием взаимодействия. Если пренебречь этим параметром, то соотношения (1) переходит в известную формулу для определения частоты дипольных колебаний $\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m$. Следует подчеркнуть, что уравнение (1) получено в [10] путем разложения точного решения, полученного Ми [12], по степеням R/λ . Однако оказывается, что есть более простая процедура [13], основанная на методе, предложенном Рэлеем, и приводящая к тому же результату.

В настоящей работе мы получаем уравнение аналогичное (1) для случая сферической оболочки, не используя громоздкого точного решения задачи о рассеянии электромагнитной волны сферической оболочкой произвольных размеров. Анализ результатов показывает, что кроме красного смещения, вызванного уменьшением толщины оболочки [8,9], дополнительное уменьшение частоты из-за эффекта запаздывания приводит к еще более сильному подавлению радиационного затухания.

2. Метод Рэля

Покажем вначале, как работает метод Рэля в случае сплошной сферической частицы радиуса R . Рассмотрим волновое уравнение для вектора электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$

$$\left(\Delta + \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

в котором $\varepsilon(r, \omega)$ – диэлектрическая проницаемость, зависимость которой от координат для рассматриваемой задачи может быть представлена следующим образом:

$$\varepsilon(r, \omega) = \begin{cases} \varepsilon(\omega) & \text{при } r < R, \\ \varepsilon_m & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (3)$$

На границе раздела $r = R$ нормальные составляющие вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ должны удовлетворять следующим условиям скачка:

$$\varepsilon(\omega) \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \times \mathbf{r} \Big|_{r=R} = \varepsilon_m \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \times \mathbf{r} \Big|_{r=R}. \quad (4)$$

Тангенциальные составляющие при этом должны быть непрерывны:

$$\mathbf{r} \times (\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \times \mathbf{r}) \Big|_{r=R} = \mathbf{r} \times (\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \times \mathbf{r}) \Big|_{r=R}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ и $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$ – напряженности поля в металлической оболочке и окружающей среде, соответственно.

Метод Рэлея есть не что иное, как метод последовательных приближений в применении к формулам (2)–(5) с малым параметром $\omega R/c$. Поскольку система уравнений однородна относительно напряженности поля, ненулевое решение получится только при определенных значениях $\varepsilon(\omega)$, т.е. частоты, которая и есть искомая частота коллективных колебаний электронов. Представим напряженность поля в виде $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$, где $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ – напряженность поля в квазистатическом приближении, которая удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = 0$, а $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – поправка за счет запаздывания, обусловленная вторым членом в волновом уравнении (2). Следовательно, для определения поправки получаем уравнение Пуассона

$$\Delta(\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})) = -\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}), \quad (6)$$

решение которого имеет вид

$$\delta\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi c^2} \int \frac{\varepsilon(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (7)$$

Вычислим правую часть (7) с помощью известных выражений для \mathbf{E}_0 [10]

$$\mathbf{E}_0 = -\text{grad}\varphi, \quad \varphi_1 = -Ez \text{ при } r < R, \quad \varphi_2 = pz/r^3 \text{ при } r > R, \quad (8)$$

используя разложение кулоновского потенциала по мультиполям

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{1}{2l+1} \frac{r_{<}^l}{r_{>}^{l+1}} Y_{lm}^*(\theta', \varphi') Y_{lm}(\theta\varphi). \quad (9)$$

Опуская детали вычислений, приведем сразу выражение для напряженности поля на поверхности сферы:

$$\delta\mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[\frac{\varepsilon(\omega) \mathbf{p}}{3R} + \frac{\varepsilon_m}{15} \frac{3\mathbf{R}(\mathbf{p}\mathbf{R}) - \mathbf{p}R^2}{R^3} \right], \quad (10)$$

где учтено вытекающее из граничных условий соотношение $\mathbf{E}_0 = -\mathbf{p}/R^3$. Для окончательного определения спектра необходимо в граничном условии (4) выделить поправку к $\varepsilon(\omega)$, представив его в виде

$$\varepsilon(\omega) = -2\varepsilon_m + (\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_m).$$

После несложных преобразований приходим к формуле (1), которая для сфер из золота с радиусом вплоть до 70 нм дает отклонение от результатов численного расчета в пределах 1.5%.

3. Металлическая оболочка

Обозначим через R_1 и R_2 соответственно внутренний и внешний радиусы оболочки, \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 и \mathbf{E}_3 – напряженности поля в диэлектрической сердцевине, металле и окружающей среде, ε_1 , $\varepsilon(\omega)$ и ε_3 – диэлектрические проницаемости

в трех областях пространства. Поле без учета запаздывания является потенциальным, что значительно упрощает расчеты.

Потенциалы в трех областях ищем в виде

$$\begin{aligned}\varphi_1(\mathbf{r}) &= arP_1(\cos\theta), \quad \varphi_2(\mathbf{r}) = brP_1(\cos\theta) + \frac{c}{r^2}P_1(\cos\theta), \\ \varphi_3(\mathbf{r}) &= \frac{d}{r^2}P_1(\cos\theta),\end{aligned}\tag{11}$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned}\varphi_1(R_1) &= \varphi_2(R_1), \quad \varphi_2(R_2) = \varphi_3(R_2), \\ \varepsilon_1 \frac{\partial \varphi_1(R_1)}{\partial R_1} &= \varepsilon(\omega) \frac{\partial \varphi_2(R_1)}{\partial R_1}, \quad \varepsilon(\omega) \frac{\partial \varphi_2(R_2)}{\partial R_2} = \varepsilon_3 \frac{\partial \varphi_3(R_2)}{\partial R_2}.\end{aligned}\tag{12}$$

Повторяя вычисления, аналогичные изложенным в предыдущем разделе, приходим к следующим формулам:

$$\begin{aligned}\delta\varepsilon_2 &= \frac{3\varepsilon_2 R_2^3}{2d_0(\mathbf{kR})} \left[\delta(\mathbf{E}_1 \mathbf{R})(2\varepsilon_3 + \varepsilon(\omega)) + \delta(\mathbf{E}_2 \mathbf{R})(\varepsilon_3 - \varepsilon(\omega)) \right] / \\ & \left/ \left[\frac{(2\varepsilon_3 + \varepsilon_1)(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_3)}{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_1} + \frac{R_2^3(2\varepsilon_3 + \varepsilon(\omega))(\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_3) - R_1^3(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_1)(\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_3)}{R_1^3(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_1)} \right], \right. \\ \delta\mathbf{E}_1 &= -\frac{\omega^2}{3c^2} \left[\varepsilon_1 a \mathbf{k} R_1^2 + \right. \\ & \left. + \varepsilon(\omega) \left[\frac{b \mathbf{k}(R_2^3 - R_1^3)}{R_1} + \frac{3c \mathbf{R}_1(\mathbf{kR}_1) - ck R_1^2}{5} \left(\frac{1}{R_1^3} - \frac{1}{R_2^3} \right) \right] + \varepsilon_3 \frac{3d \mathbf{R}_1(\mathbf{kR}_1) - dk R_1^2}{5R_2^3} \right], \\ \delta\mathbf{E}_2 &= -\frac{\omega^2}{4\pi c^2} \left[\frac{4\pi \varepsilon_1 a \mathbf{k} R_1^3}{3R_2} + \right. \\ & \left. + \frac{4\pi}{3} \varepsilon(\omega) \left[\frac{b \mathbf{k}(R_2^3 - R_1^3)}{R_2} + \frac{9c \mathbf{R}_2(\mathbf{kR}_2) - 3ck R_2^2}{10R_2^5} (R_2^2 - R_1^2) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{4\pi}{3} \varepsilon_3 \frac{3d \mathbf{R}_2(\mathbf{kR}_2) - dk R_2^2}{5R_2^3} \right].\end{aligned}\tag{13}$$

Здесь через \mathbf{k} обозначен единичный вектор в направлении колебаний электронов. Используя эти выражения, построим график зависимости резонансной частоты для сферической оболочки с фиксированным внешним радиусом 30 нм от радиуса сердцевинки (см. рис.1). Пунктирная кривая соответствует случаю неучета запаздывания. Видно, что запаздывание существенно уменьшает частоту коллективных колебаний. Заметим, что радиационная ширина спектра пропорциональна четвертой степени частоты, что значительно улучшает спектральную чувствительность.

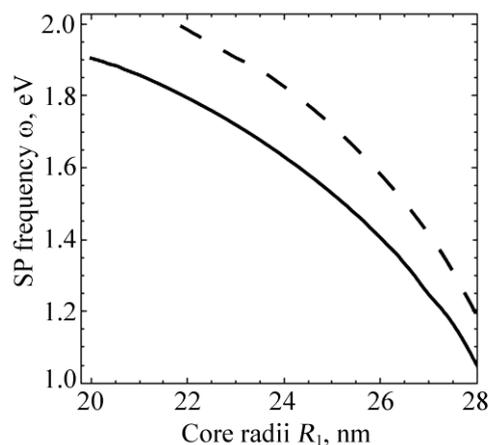


Рис.1. Зависимость частоты плазменных колебаний в наноболочке из золота от внутреннего радиуса. Внешний радиус равен 30 нм. Пунктирная кривая соответствует случаю неучета запаздывания.

В заключение отметим, что главное преимущество метода Рэлея заключается в его универсальности. Действительно, если известно решение задачи в квазистатическом приближении, то поправка к спектру за счет запаздывания может быть вычислена для частиц любой формы.

Выражаю благодарность А.О. Меликяну за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Y. Sun, B. Mayers, Y. Xia.** *Adv. Mater.*, **15**, 641 (2003).
2. **E. Hao, S. Li, R.C. Bailey, S. Zou, G.C. Schatz, J.T. Hupp.** *J. Phys. Chem. B*, **108**, 1224 (2004).
3. **C. Radloff, N.J. Halas.** *Nano Lett.*, **4** 1323 (2004).
4. **V.K. Pustovalov, L.G. Astafyeva, W. Fritzsche.** *Plasmonics*, **7**, 469 (2012).
5. **B. Mahmoud, M.A. Snyder, M. El-Sayed.** *J. Phys.Chem. C*, **114**, 7436 (2010).
6. **F. Tam, C. Moran, N. Halas.** *J. Phys. Chem. B*, **108**, 17290 (2004).
7. **J.-T. Lin.** *J. Nanophotonics*, **4**, 049507 (2010).
8. **K. Madoyan, A. Melikyan, H. Minassian.** *J. Phys. Chem. C*, **116**, 16800 (2012).
9. **K. Madoyan, A. Melikyan, H. Minassian.** *Plasmonics*, **7**, 745 (2012).
10. **C.F. Bohren, D.R. Huffman.** *Absorption and Scattering of Light by Small Particles.* New York, Wiley, 1983.
11. **P.B. Johnson, R.W. Christy.** *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
12. **G. Mie.** *Ann. Phys. (Leipzig)*, **25**, 377 (1908).
13. **А.О. Меликян, Г.Р. Минасян, В.А. Паплойн.** *Вестник РАУ, Серия физ. мат. и естеств. науки*, **2**, 61 (2013).
14. **Lord J.W.S. Rayleigh.** *Phyl. Mag*, **44**, 28 (1897)
<http://archive.org/stream/scientificpapers04rayliala#page/304/mode/2up>

ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՇԱՑՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ
ՀԱՎԱՔԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Վ.Ա. ՊԱՊԼՈՅԱՆ

Բերված են մետաղական նանոմասնիկներում էլեկտրոնների հավաքական տատանումների հաճախությունների հաշվարկների արդյունքները: Փոխազդեցության ուշացման ազդեցությունը հաշվի է առնվում Ռեյլեյի մեթոդով: Ցույց է տրված, որ ուշացումը հանգեցնում է տատանումների հաճախության զգալի նվազման, ինչն իր հերթին նվազեցնում է ճառագայթման սպեկտրի լայնությունը: Արդյունքում մեծանում է նանոթաղանթի սպեկտրալ զգայունությունը:

THE EFFECT OF INTERACTION DELAY ON THE FREQUENCY
OF COLLECTIVE OSCILLATIONS OF ELECTRONS
IN METALLIC NANOPARTICLES

V.A. PAPLOYAN

The results of calculations of frequency of the collective oscillations of electrons in metallic nanoshells are presented. The effect of interaction retardation is considered in the frame of Rayleigh method. It is shown that the delay results in a considerable decrease in the oscillation frequency, which in its turn reduces the radiation width of spectrum. The result is increasing in spectral sensitivity of nanoshells.

УДК 537.311

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СМЕЩЕНИЯ ФАЗЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО КОЛЕБАНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ОГИБАЮЩЕЙ

А.А. АХУМЯН*, Г.Д. ОГАНЕСЯН

Институт радиофизики и электроники, Аштарак, Армения

*e-mail: office@irphe.am

(Поступила в редакцию 5 ноября 2014 г.)

Предложен метод определения фазового сдвига центральной частоты лазерного импульса длительностью в нескольких колебаний относительно огибающей. Он основан на генерации излучения разностной частоты от взаимно ортогональных линейно-поляризованных лазерных импульсов, распространяющихся в кристалле GaSe с регулярной периодической доменной структурой. Получена зависимость длины волны излучения разностной частоты, соответствующая максимуму спектра, от разности фаз между взаимно ортогональными линейно-поляризованными импульсами накачки. Получены зависимости нормированных спектральных плотностей импульсов излучения разностной частоты от разности фаз между импульсами накачки. В работе рассматривается случай, когда длительности взаимодействующих импульсов равны 30 фс, центральные длины волн составляют 1.98 мкм, а длина волны излучения разностной частоты находится в диапазоне 8–12 мкм. Показано, что данный метод может быть использован для фазовой синхронизации двух фемтосекундных волоконно-оптических лазеров.

1. Введение

Оптические часы с низким уровнем фазовых шумов, высокой кратковременной стабильностью частоты (10^{-14} – 10^{-15} за 1 с) и долговременной стабильностью, близкой к стабильности водородного лазера (H-мазера), необходимы для развития частотно-временных методов измерений в радиоастрономии, навигации, для создания стандартов частоты на лазерно-охлажденных атомах (ионах) и др. В частности, в качестве задающего генератора в таких часах используется компактный двухмодовый He-Ne лазер с центральной длиной волны 3.39 мкм, стабилизированный по резонансам насыщенного поглощения/дисперсии метана (He-Ne/CH₄-ОСЧ, оптический стандарт частоты) и обладающий стабильностью 10^{-14} за 1 с [1].

Для переноса высокой стабильности оптических стандартов в радиодиапазон используются фемтосекундные лазеры с пассивной синхронизацией мод.

Первые оптические часы нового поколения были реализованы в [2] с помощью титан-сапфирового фемтосекундного лазера ($\lambda = 0.8$ мкм). Спектр излучения таких лазеров состоит из “гребенки” эквидистантных оптических компонент с частотами $f_m = mf_{\text{греб}} + f_0$, где $m \sim 10^6$ – целое число, $f_{\text{греб}}$ – частота следования импульсов, f_0 – сдвиг гребенки относительно нулевой частоты. Частоты $f_{\text{греб}}$ и f_0 лежат в радиодиапазоне. Используя данное соотношение, можно установить прямую фазово-когерентную связь между оптическим диапазоном и радиодиапазоном [2]. Если частота оптического стандарта $f_{\text{ст}}$ меньше ширины гребенки, то для установления вышеуказанной фазовой-когерентной связи используется преобразование спектра гребенки в нелинейном кристалле [3,4], где происходит генерация спектральных компонент как на суммарной, так и на разностной частотах. Если смешиваемые в нелинейном кристалле спектральные компоненты гребенки представить в виде $f_m = mf_{\text{греб}} + f_0$ и $f_n = nf_{\text{греб}} + f_0$, то спектральные компоненты, соответствующие разностным частотам, где отсутствует зависимость от f_0 , можно будет представить как $f_k = kf_{\text{греб}}$ ($k = m - n$). При “смешивании” излучения разностной частоты (ИРЧ) с излучением оптического стандарта, когда частота сигнала биения $f_b = f_{\text{ст}} - kf_{\text{греб}}$ лежит в радиодиапазоне, устанавливается прямая фазово-когерентная связь между оптическим диапазоном и радиодиапазоном.

Оптические часы на основе He-Ne/CH₄-ОСЧ и фемтосекундного титан-сапфирового лазера с применением ИРЧ описаны в [4], где показана их перспективность для создания задающих радиогенераторов с низким уровнем фазовых шумов. Однако серьезные недостатки фемтосекундных титан-сапфировых лазеров (громоздкость и высокая стоимость лазера накачки, проблематичность поддержания длительной стабильной работы и т.д.) стимулировали разработку “часового механизма” для оптических часов в виде надежных и относительно недорогих фемтосекундных волоконно-оптических лазеров [5].

В данной работе предлагается метод определения фазового сдвига центральной частоты лазерного импульса длительностью в несколько колебаний относительно огибающей. Предлагаемый метод основан на генерации ИРЧ взаимно ортогональными линейно-поляризованными лазерными импульсами, распространяющимися в кристалле GaSe с регулярной периодической доменной структурой. В работе рассматривается случай, когда длительности взаимодействующих импульсов равны 30 фс, центральные длины волн составляют 1.98 мкм, а длина волны ИРЧ находится в диапазоне 8–12 мкм. В качестве оптического стандарта $f_{\text{ст}}$ для системы фазовой привязки в предлагаемом методе, в частности, может быть использован CO₂ лазер [6]. Предложенный метод может быть использован для фазовой синхронизации двух лазеров, когда частота биений между лазерами устанавливается равной частоте оптического стандарта.

2. Нелинейное взаимодействие взаимно ортогональных линейно-поляризованных лазерных импульсов длительностью несколько периодов

В настоящем разделе в приближении однонаправленных волн описывается процесс распространения линейно-поляризованных лазерных импульсов длительностью несколько периодов в кристалле GaSe с регулярной периодической доменной структурой.

Рассмотрим случай, когда линейно-поляризованные лазерные импульсы с плоскими волновыми фронтами и с взаимно ортогональными плоскостями поляризации E_x и E_y распространяются вдоль оси z , совпадающей с оптической осью Z ($[001]$) в анизотропном кристалле GaSe с периодической доменной структурой (рис.1). Как видно из рис.1, импульс E_x поляризован вдоль кристаллической оси X ($[100]$), а импульс E_y – вдоль оси Y ($[010]$). В рассматриваемой геометрии импульсы накачки E_x и E_y соответствуют волнам с обыкновенной поляризацией. Волновые уравнения для E_x и E_y полей можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 E_{x,(y)}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{x,(y)}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{L,x,(L,y)}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL,x,(NL,y)}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $P_{L,x}$, $P_{L,y}$ – линейные части поляризации среды, $P_{NL,x,y}$, $P_{NL,y}$ – нелинейные части поляризации среды. Линейный отклик среды для волн с x - и y -поляризациями определяется следующим выражением

$$P_{L,x,y}(\omega) = \chi_o^{(1)}(\omega) E_{x,y}(\omega), \quad (2)$$

где $\chi_o^{(1)}(\omega)$ – линейная восприимчивость среды для обыкновенной волны.

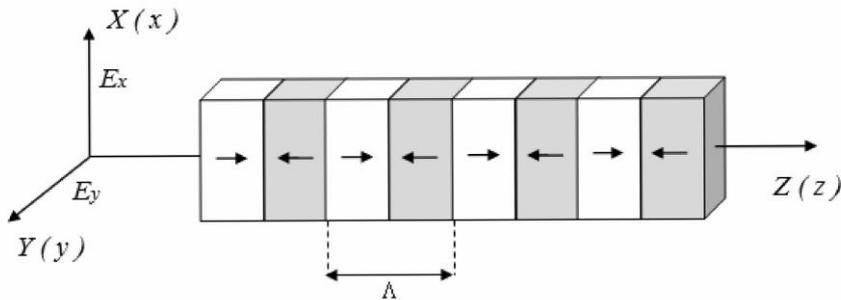


Рис.1. Анизотропный кристалл GaSe с регулярной периодической доменной структурой.

Линейная восприимчивость GaSe для обыкновенной волны в спектральном диапазоне 0.62–20 мкм при температуре $T = 293\text{K}$, может быть представлена, согласно [7], в виде

$$\chi_x^{(1)}(\omega) = \chi_y^{(1)}(\omega) = \chi_o^{(1)}(\omega) = n_o^2(\omega) - 1 = a_o + \frac{b_o \omega^2}{(2\pi c)^2 - c_o \omega^2} - d_o \frac{(2\pi c)^2}{\omega^2}, \quad (3)$$

где $a_o = 6.4437$, $b_o = 0.3757$, $c_o = 0.1260$ и $d_o = 0.00154$.

При выбранной геометрии нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, в квазистатическом приближении может быть представлена в виде

$$P_{xNL}(t) = -2\varepsilon_0 d_{22} E_x(t) E_y(t), \quad (4a)$$

$$P_{yNL}(t) = -\varepsilon_0 d_{22} E_x^2(t) + \varepsilon_0 d_{22} E_y^2(t), \quad (4b)$$

где $d_{22} = 54$ пм/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaSe. Тензор d_{22} определяется через соответствующую компоненту тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ как $d_{22} = \chi^{(2)}_{XXY}/2$, где X и Y кристаллографические оси кристалла. Согласно (4), ИРЧ в кристалле будет поляризовано вдоль осей x и y , т.е. будет соответствовать обыкновенной волне. Рассмотрим случай, когда спектры фемтосекундного лазерного излучения и ИРЧ лежат ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. При выполнении данного условия коэффициент преломления среды, определяемый в соответствии с (3), может быть представлен в виде ряда

$$n_{ap}(\omega) = \alpha + \beta c \omega^2 + \gamma c \omega^4 - \frac{\theta c}{\omega^2}, \quad (5)$$

$$\alpha = \sqrt{a_o}, \quad \beta = \frac{b_{co}}{2c\sqrt{a_o}} \frac{1}{\omega_{ar}^2}, \quad \gamma = \frac{b_{co}}{2c\sqrt{a_o}} \frac{1}{\omega_{ar}^4}, \quad \theta = \frac{d_o (2\pi c)^2}{2c\sqrt{a_o}},$$

где $b_{co} = b_o/c_o$, $\omega_{ar} = 2\pi c/\sqrt{c_o}$.

В периодических доменных структурах на границах разделов доменов происходит периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости, что создает условия для конструктивной интерференции сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. Нелинейная восприимчивость для периодически поляризованных кристаллов может быть представлена в виде [8]

$$d_{22}(z) = d_{22} \sum_{m=0}^M \frac{\sin[2\pi z(2m+1)/\Lambda] \sin[\pi(m+1)/M]}{(2m+1) \pi(m+1)/M}, \quad (6)$$

где Λ – значение периода доменной структуры, $m = 0, 1, 2, \dots, M$ и M – количество слагаемых в сумме (6). Очевидно, что в данном случае нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, также будет периодической функцией от координаты. Выбор значения периода с учетом рассматриваемой геометрии задачи определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{\text{IR}}}, \quad (7)$$

$$\frac{n_o(\lambda_p)}{\lambda_p} = \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n_o(\lambda_{\text{IR}})}{\lambda_{\text{IR}}} + \frac{1}{\Lambda},$$

где λ_p и λ_s – коротковолновая и длинноволновая спектральные компоненты в пределах ширины спектра лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, нелинейное взаимодействие которых в квадратичной нелинейной среде может привести к генерации ИРЧ λ_{IR} .

В периодической доменной структуре фазовый квазисинхронизм осуществляется для всех пар коротковолновых и длинноволновых спектральных компонент, для которых выполняются условия (7). При этом кроме спектральных компонент, находящихся в пределах ширины спектра начального импульса, следует учитывать также и вновь образовавшиеся спектральные компоненты, генерируемые в результате нелинейного взаимодействия начального импульса со средой, в частности, для лазерного импульса с гауссовским временным профилем и длительностью $\tau_0 = 30$ фс на центральной длине волны $\lambda_0 = 1.98$ мкм с шириной спектра $\Delta\nu = \sqrt{2\ln 2}/\pi\tau_0 = 24.99$ ТГц ($\Delta\lambda = 329$ нм). На рис.2а показана зависимость периода Λ от длины волны ИРЧ для коротковолновой и длинноволновой спектральных компонент $\lambda_p = \lambda_0 - 0.82\Delta\lambda = 1.71$ мкм и $\lambda_s = \lambda_0 + 0.03\Delta\lambda = 1.99$ мкм, соответственно. На рис.2б представлена зависимость периода Λ от длины волны ИРЧ для коротковолновой и длинноволновой спектральных компонент $\lambda_p = \lambda_0 - 0.82\Delta\lambda = 1.71$ мкм и $\lambda_s = \lambda_0 + 0.58\Delta\lambda = 2.17$ мкм, соответственно. Как показано в [9], в приближении однонаправленных волн при взаимодействии лазерного импульса с длительностью в нескольких колебаний с нелинейной средой в режиме слабо выраженной материальной дисперсии волновые уравнения (1) в нормированном виде с учетом (5) могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial\Phi_x}{\partial\xi} - \frac{\partial^3\Phi_x}{\partial\eta^3} + A\frac{\partial^5\Phi_x}{\partial\eta^5} + B\int_{-\infty}^{\eta}\Phi_x d\eta' - 4\pi C(\xi)\Phi_x\frac{\partial\Phi_y}{\partial\eta} - 4\pi C(\xi)\Phi_y\frac{\partial\Phi_x}{\partial\eta} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial\Phi_y}{\partial\xi} - \frac{\partial^3\Phi_y}{\partial\eta^3} + A\frac{\partial^5\Phi_y}{\partial\eta^5} + B\int_{-\infty}^{\eta}\Phi_y d\eta' - 4\pi C(\xi)\Phi_x\frac{\partial\Phi_x}{\partial\eta} + 4\pi C(\xi)\Phi_y\frac{\partial\Phi_y}{\partial\eta} = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$\tau = t - \frac{\alpha z}{c}, \quad \eta = 2\pi\frac{\tau}{T_0} = \omega_0\tau, \quad T_0 = \frac{c}{\lambda_0}, \quad \xi = z\beta'(\Delta T) = z\omega_0^3\beta(\Delta T),$$

$$\Phi_y = E_y/E_{0\text{max}}, \quad \Phi_x = E_x/E_{0\text{max}}, \quad A = \omega_0^2\frac{\gamma}{\beta}, \quad B = \frac{1}{\omega_0^4}\frac{\theta}{\beta}, \quad C(\xi) = \frac{1}{c\omega_0^2}\frac{\tilde{d}_{22}(\xi)}{\alpha\beta},$$

где $\tilde{d}_{22}(\xi) = d_{22}(\xi)E_{0\text{max}}$ – максимальное значение амплитуды электрического поля.

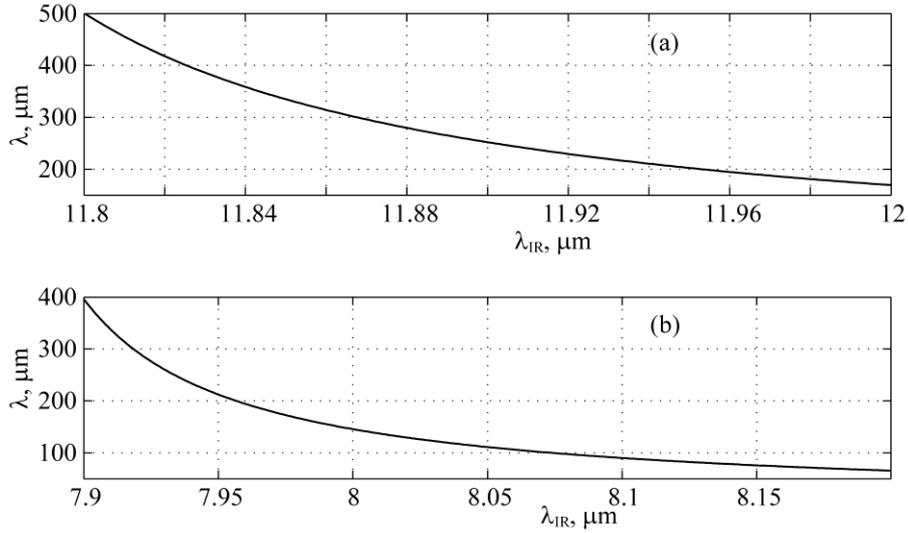


Рис.2. Зависимость периода Λ от длины волны ИРЧ при (а) коротковолновой и длинноволновой спектральной компоненте $\lambda_p = \lambda_0 - 0.82\Delta\lambda = 1.71$ мкм и $\lambda_s = \lambda_0 + 0.03\Delta\lambda = 1.99$ мкм и при (б) коротковолновой и длинноволновой спектральной компоненте $\lambda_p = \lambda_0 - 0.82\Delta\lambda = 1.71$ мкм и $\lambda_s = \lambda_0 + 0.58\Delta\lambda = 2.17$ мкм, соответственно.

Согласно [9], в уравнениях (8) и (9) коэффициент A определяется отношением длины дисперсионного расщепления, обусловленного дисперсией второго порядка, к длине дисперсионного расщепления, обусловленного дисперсией четвертого порядка. Коэффициент B определяется отношением длин дисперсионных расщеплений, обусловленных соответственно дисперсией второго порядка и ионным линейным поляризационным откликом. Коэффициент C определяется отношением длины дисперсионного расщепления, обусловленного дисперсией второго порядка к характеристической длине нелинейного взаимодействия. При $\lambda_0 = 1.98$ мкм и температуре $t = 23^\circ\text{C}$ для кристалла GaSe длина дисперсионного расщепления, определяемая дисперсией второго порядка, $L_{d2} = 1/(\omega_0^3\beta) = 17.94$ мкм, а длина дисперсионного расщепления, определяемая дисперсией четвертого порядка, $L_{d4} = 1/(\omega_0^5\gamma) = 558.29$ мкм, ($A = L_{d4}/L_{d2} = 0.032$), $B = 0.063$. Для $E_{0\text{max}} = 100$ МВ/м характерная длина нелинейного взаимодействия $L_n = L_{d2}/C = 159.22$ мкм ($C = 0.113$).

Начальные условия для численного решения системы уравнений (8) и (9) выбираются в виде

$$\begin{aligned}\Phi_x(\xi = 0, \eta) &= \Phi_{x0} \exp(-\eta^2/\tau_p^2) \cos(\eta), \\ \Phi_y(\xi = 0, \eta) &= \Phi_{y0} \exp(-\eta^2/\tau_p^2) \cos(\eta - \delta\phi),\end{aligned}\quad (10)$$

где $\Phi_{y0} = \Phi_{x0} = \Phi_0$ – начальные нормированные значения амплитуд импульсов с y - и x -поляризациями, соответственно, $2\tau_p = 30$ фс – длительность импульсов и

$\delta\varphi$ – разность фаз между взаимодействующими импульсами. Максимальное значение начальной амплитуды импульсов выбиралось равным 100 МВ/м.

В ходе численного эксперимента исследуется зависимость как смещения максимума спектра ИРЧ, так и соотношения спектральных плотностей взаимно ортогональных поляризованных импульсов ИРЧ от фазового сдвига между взаимодействующими импульсами (10). Выбор значения длины волны ИРЧ при $\delta\varphi = 0$ определяется выбором величины периода Λ регулярной доменной структуры в соответствии с (7). Значение периода Λ регулярной доменной структуры выбиралось равным 304 мкм и 152 мкм, что соответствует квазисинхронной генерации ИРЧ на длинах волн 11.87 мкм и 8 мкм, соответственно. При $\Lambda = 304$ мкм количество периодов рассматриваемой доменной структуры выбиралось равным 11, а при 152 мкм – 15. Выбор длины нелинейного кристалла и максимального значения амплитуды поля лазерного импульса определяется условием применимости метода однонаправленных волн [8,9]. Что касается граничных условий системы уравнений (8) и (9), то ими можно пренебречь, так как переменная η изменяется в бесконечной области $-\infty \leq \eta \leq \infty$, а изменения решения происходят в конечном интервале по η .

Решения (8) и (9) рассматриваются в прямоугольнике $0 \leq \xi \leq L$ и $0 \leq \eta \leq T$, ограниченном прямыми $\eta_m = mh$ ($m = 0, 1, 2, \dots, M$), где $h = T/M$ и $\xi_n = nk$ ($n = 0, 1, 2, \dots, N$) и $k = L/N$. В [9] достаточно подробно описана численная схема решения системы уравнений (8) и (9), основанная на использовании метода прямых [10]. Относительная погрешность в ходе вычислений была выбрана равной 10^{-6} .

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

В данном разделе приводятся результаты численного интегрирования системы уравнений (8) и (9) методом прямых с начальными условиями (10). В ходе численного интегрирования для определения зависимостей спектральных распределений взаимно ортогональных поляризованных импульсов ИРЧ на выходе кристалла от разности фаз $\delta\varphi$ между взаимодействующими импульсами накачки на входе кристалла проводилась спектральная фильтрация электрических полей x - и y -поляризованных импульсов на выходе с помощью фильтра низких частот с коэффициентом пропускания

$$H(f) = \frac{1}{1 + (f/f_c)^4}, \quad (11)$$

где $f_c = 85.71$ ТГц – частота среза фильтра, соответствующая длине волны $\lambda_c = c/f_c = 3.5$ мкм. Согласно (4а) и (10), при равных амплитудах x - и y -поляризованных взаимодействующих импульсов спектр нелинейной поляризации среды при $\delta\varphi = 0$ определяется следующим образом

$$\tilde{P}_{xNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega) + \tilde{F}(\omega - 2\omega_0), \quad (12a)$$

$$\tilde{P}_{yNL}(\omega) = 0, \quad (12B)$$

а при $\delta\phi = \pi/2$ –

$$\tilde{P}_{xNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega - 2\omega_0), \quad (13a)$$

$$\tilde{P}_{yNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega - 2\omega_0), \quad (13б)$$

где $\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \exp(-j\omega t) dt$ – Фурье-образ огибающей начального импульса.

Согласно (12a) и (12б), при $\delta\phi = 0$ после процесса спектральной фильтрации спектр сгенерированной в среде x -поляризованной нелинейной поляризации будет сосредоточен в окрестности низких частот и отличен от нуля, а спектр сгенерированной в среде y -поляризованной нелинейной поляризации – равен нулю. Согласно (13a) и (13б), при $\delta\phi = \pi/2$ спектры x - и y -поляризованных и сгенерированных в среде излучений будут равны нулю.

На рис.3 показаны нормированные временные профили x - и y -поляризованных взаимодействующих импульсов на выходе из кристалла GaSe с регулярной периодической доменной структурой с периодом 304 мкм и количеством

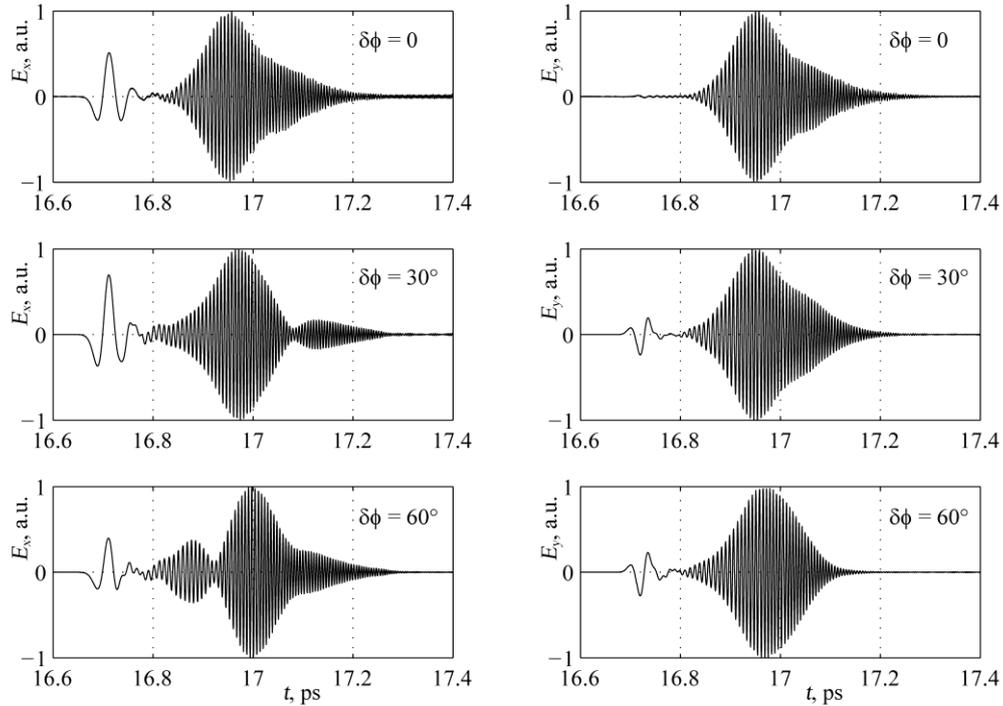


Рис.3. Временные профили x - и y -поляризованных взаимодействующих импульсов на выходе из кристалла GaSe с регулярной доменной структурой с периодом 304 мкм и количеством периодов 11 при $\delta\phi = 0$, $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$.

вом периодов 11 при $\delta\phi = 0$, $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$, соответственно.

На рис.4 показаны временные профили импульсов ИРЧ в увеличенном масштабе. Видно, что при $\delta\phi = 0$ максимум абсолютного значения электрического поля y -поляризованного импульса ИРЧ составляет 0.03, при $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$ соответственно 0.21 и 0.23. При изменении $\delta\phi$ от 0 до 60° максимум абсолютного значения электрического поля x -поляризованного импульса ИРЧ уменьшается от 0.7 до 0.4.

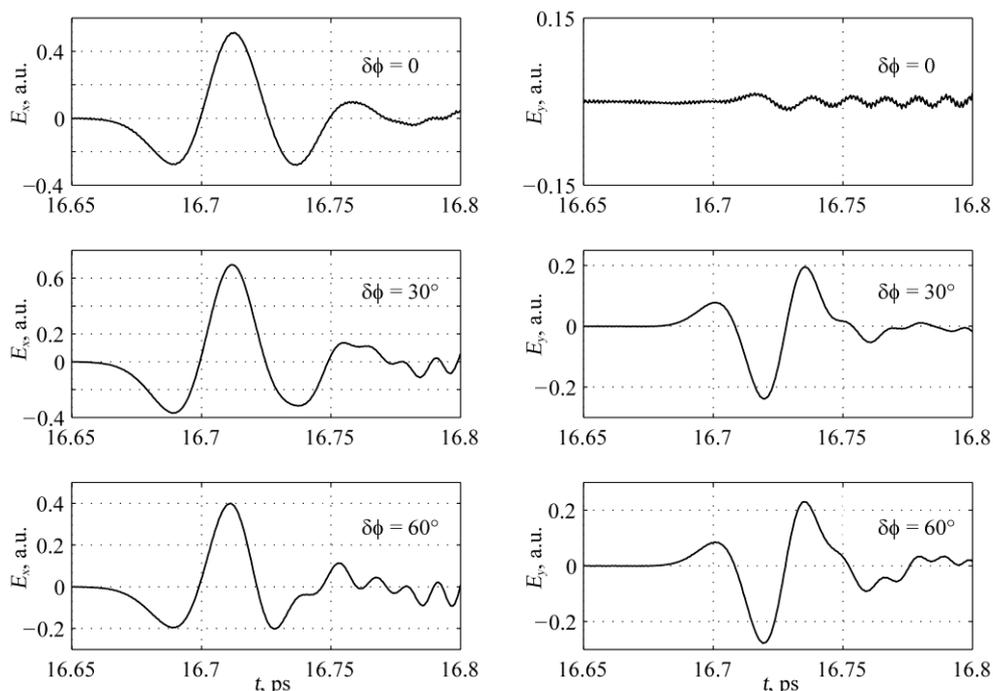


Рис.4. Временные профили взаимно ортогональных поляризованных импульсов ИРЧ при $\delta\phi = 0$, $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$.

Зависимости нормированных спектральных плотностей x - и y -поляризованных излучений на выходе из кристалла от длины волны при значениях разности фаз $\delta\phi = 0$, $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$ представлены на рис. 5а,б,с, соответственно. Там же показаны зависимости нормированных спектральных плотностей x - и y -поляризованных излучений в диапазоне длин волн от 4 мкм до 18 мкм, полученные в результате спектральной фильтрации (рис.5д,е,ф). Как видно, амплитуда спектра x -поляризованного излучения больше амплитуды спектра y -поляризованного излучения и при увеличении разности фаз от 0° до 60° разность между амплитудами спектральных плотностей, выраженная в децибелах, на длине волны 11.87 мкм уменьшается от -34 dB до -9 dB. Значение длины волны инфракрасного излучения 11.87 мкм соответствует той длине волны, для которой в рассматриваемой доменной структуре выполняется условие квази-синхронной генерации. На рис.6 приведены зависимости нормированных спек-

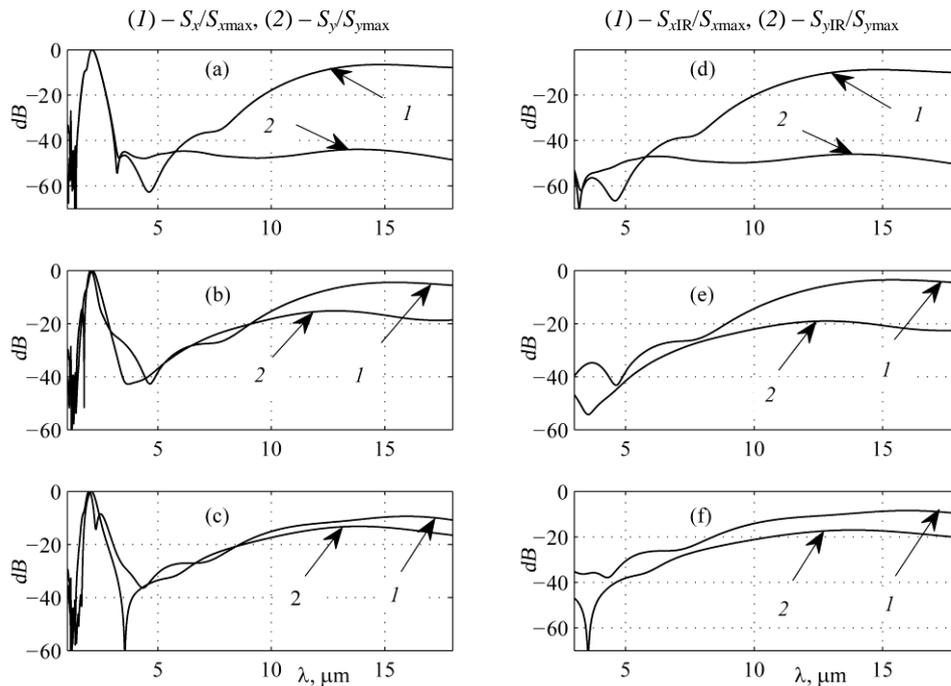


Рис.5. Нормированные спектральные плотности x - и y -поляризованных импульсов на выходе из кристалла от длины волн (a, b, c) при значениях разности фаз $\delta\varphi = 0$, $\delta\varphi = 30^\circ$ и $\delta\varphi = 60^\circ$, соответственно. Нормированные спектральные плотности в диапазоне длин волн от 4 мкм до 18 мкм (d, e, f), полученные в результате спектральной фильтрации.

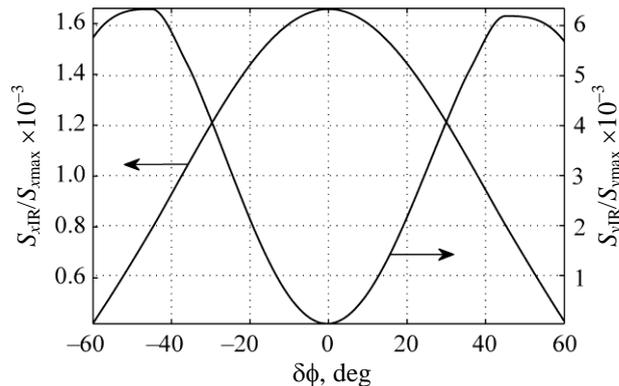


Рис.6. Зависимость отношения спектральной плотности излучения на выходе из низкочастотного фильтра к максимуму спектральной плотности излучения до фильтра S_{xIR} / S_{xmax} (S_{yIR} / S_{ymax}), для x - и y -поляризованных импульсов, соответственно, от разности фаз между импульсами.

тральных плотностей для x - и y -поляризованных импульсов ИРЧ S_{xIR}/S_{xmax} и S_{yIR}/S_{ymax} от разности фаз, где

$$S_{xIR,yIR}(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{x,y}(f) H(f) \exp(-j2\pi ft) df \right|, \quad (14a)$$

$$S_{x,y}(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{x,y}(f) \exp(-j2\pi ft) df \right|, \quad (14b)$$

$\tilde{E}_{x,y}(f)$ – Фурье-образ x - (y -) поляризованного импульса, $H(f)$ – коэффициент пропускания фильтра (11). Согласно рис.6, при изменении разности между взаимодействующими импульсами в пределах от 0 до -45° и от 0 до 45° существует однозначное соответствие между величиной разности фаз и нормированной спектральной плотностью как для x -, так и для y -поляризованных импульсов ИРЧ. Как видно из рис.6, максимум эффективности генерации x -поляризованного ИРЧ составляет 16.3×10^{-3} , а для y -поляризованного ИРЧ – 6.12×10^{-3} .

На рис.7 показана зависимость длины волны ИРЧ, соответствующая максимуму спектра для x - и y -поляризованных импульсов (Λ_{xIR} , Λ_{yIR}), от разности фаз. Согласно рис.7, при изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 45° Λ_{xIR} изменяется от 15.1 мкм до 16 мкм. Иначе говоря, при изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 45° для x -поляризованного импульса ИРЧ существует однозначное соответствие между значением величины Λ_{xIR} и разностью фаз. При изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 2° Λ_{yIR} изменяется от 3 мкм до 12 мкм. При изменении $|\delta\phi|$ от 2° до 60° Λ_{yIR} изменяется от 12 мкм до 14 мкм. Уменьшение длины волны Λ_{yIR} при изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 2° определяется тем, что при $\delta\phi = 0$ спектр сгенерированной в среде y -поляризованной нелинейной поляризации в области низких частот равен нулю.

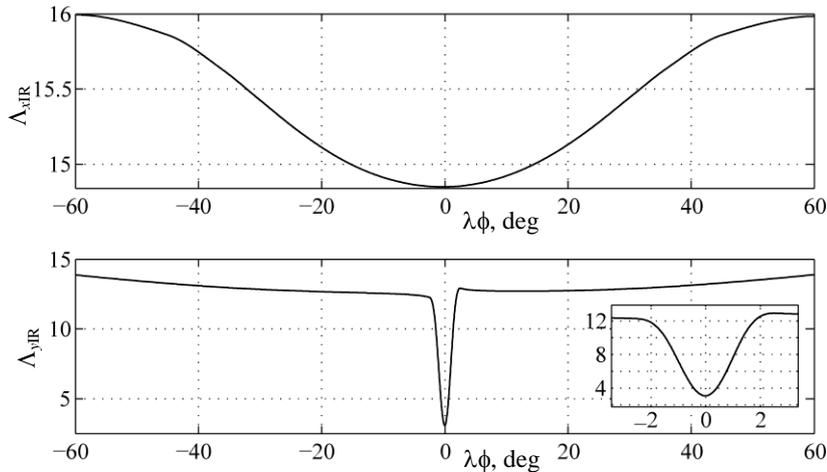


Рис.7. Зависимость длины волны ИРЧ, соответствующая максимуму спектральной плотности x - и y -поляризованных импульсов Λ_{xIR} и Λ_{yIR} , соответственно, от разности фаз.

При “смешивании” x -поляризованного ИРЧ на длинах волн от 15.1 мкм до 16 мкм с излучением одномодового квантово-каскадного лазера, работающего при комнатной температуре на длине волны 16 мкм [11], частота сигнала биений будет находиться в радиодиапазоне и будет пропорциональна разности фаз между взаимодействующими импульсами. Это позволит установить прямую фазово-когерентную связь между частотой сигнала биений и разностью фаз взаимно ортогональных поляризованных импульсов (10), которая может быть использована для фазовой синхронизации двух волоконно-оптических фемтосекундных лазеров, один из которых является частотно-стабилизированным [12,13]. В соответствии с вышеизложенным, при $|\delta\varphi| \leq 2^\circ$ для установления прямой фазово-когерентной связи между частотой синхронизированного лазера и частотой ИРЧ в качестве синхронизированного лазера следует использовать перестраиваемый источник, генерирующий в диапазоне длин волн от 2.5 мкм до 16 мкм.

В Приложении приведены результаты численного моделирования для случая, когда рассматривается процесс генерации ИРЧ взаимно ортогональными линейно-поляризованными лазерными импульсами, распространяющимися в кристалле GaSe с регулярной периодической доменной структурой с периодом Λ равным 152 мкм, и соответствующим квазисинхронной генерации ИРЧ на длине волны 8 мкм. Количество периодов рассматриваемой доменной структуры выбиралось равным 15. Как показано в Приложении для рассматриваемой структуры эффективность генерации ИРЧ с x -поляризацией составляет 11.4×10^{-3} , а с y -поляризацией – 16.2×10^{-4} .

4. Заключение

Предлагается метод определения смещения фазы центральной частоты лазерного импульса длительностью в несколько колебаний относительно огибающей, основанный на генерации ИРЧ взаимно ортогональными x - и y -линейно-поляризованными лазерными импульсами, распространяющимися в кристалле GaSe с регулярной периодической доменной структурой. Получена зависимость значения длины волны ИРЧ, соответствующего максимуму спектра, от разности фаз между взаимно ортогональными линейно-поляризованными импульсами накачки. Получены зависимости нормированных спектральных плотностей взаимно ортогонально поляризованных импульсов ИРЧ от разности фаз между импульсами накачки. Полученные результаты могут быть применены для установления прямой фазово-когерентной связи частот синхронизированного лазера и ИРЧ, при котором частота сигнала биений будет находиться в радиодиапазоне и будет пропорциональна смещению фазы центральной частоты импульса синхронизируемого лазера. Данный метод может быть использован для фазовой синхронизации двух фемтосекундных волоконно-оптических лазеров, один из которых является частотно-стабилизированным.

Приложение

На рис.8 показаны нормированные временные профили x - и y -поляризованных взаимодействующих импульсов ИРЧ, сформированные на выходе из кристалла GaSe с регулярной периодической доменной структурой с периодом $\Lambda = 152$ мкм и количеством периодов 15 при $\delta\phi = 0$, $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$, соответственно. Как видно из рис.8, при $\delta\phi = 0$ максимум абсолютного значения электрического поля y -поляризованного импульса ИРЧ составляет 0.01, при $\delta\phi = 30^\circ$ и $\delta\phi = 60^\circ$ соответственно 0.03 и 0.02. Согласно рис.8, при изменении $\delta\phi$ от 0 до 60° максимум нормированного значения электрического поля x -поляризованного импульса ИРЧ уменьшается от 0.344 до 0.328.

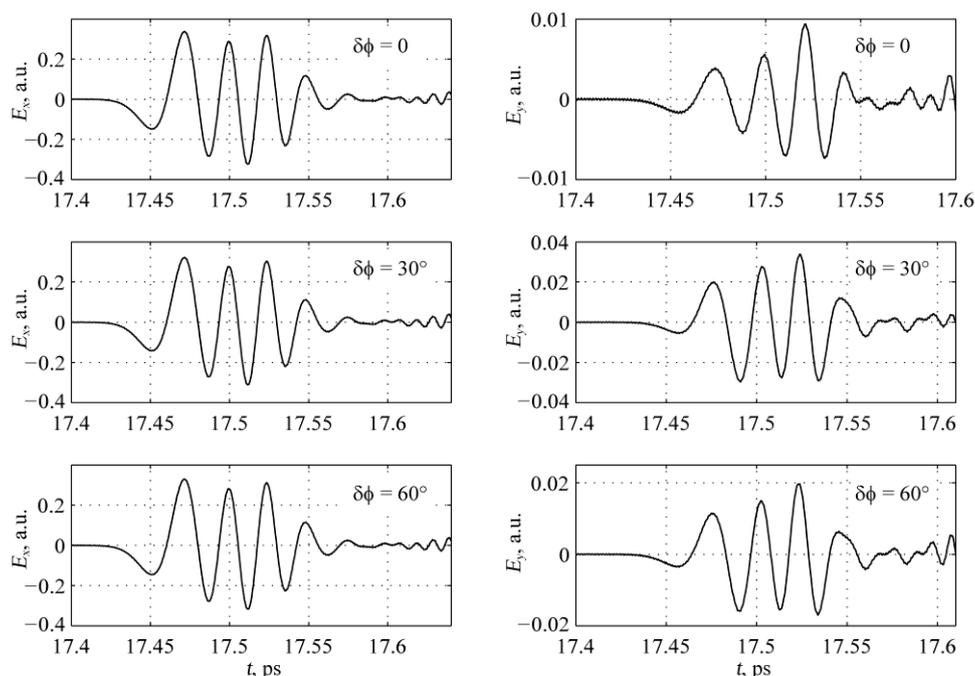


Рис.8. Временные профили x - и y -поляризованных импульсов на разностной частоте, сформированные на выходе из кристалла периодически поляризованного GaSe с периодом регулярной доменной структуры $\Lambda = 152$ мкм.

На рис.9 показана зависимость отношения спектральной плотности излучения на выходе низкочастотного фильтра к максимуму спектральной плотности излучения до фильтра $S_{xIR}/S_{x\max}$ и $S_{yIR}/S_{y\max}$ для x - и y -поляризованных импульсов, соответственно, от разности фаз. Согласно рис.9, максимум эффективности генерации x - поляризованного ИРЧ составляет 11.4×10^{-3} , а для y -поляризованного ИРЧ – 16.2×10^{-4} .

На рис.10 представлена зависимость длины волны ИРЧ, соответствующая максимуму спектральной плотности x -(y -) поляризованного импульса Λ_{xIR} (Λ_{yIR}) от разности фаз. Согласно рис.10, при изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 45° Λ_{xIR}

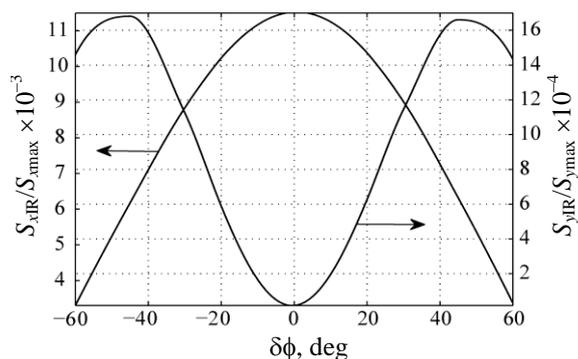


Рис.9. Зависимость отношения спектральной плотности излучения на выходе из низкочастотного фильтра к максимуму спектральной плотности излучения S_{xIR}/S_{xmax} и S_{yIR}/S_{ymax} для x - и y -поляризованных импульсов, соответственно, от разности фаз между импульсами.

изменяется от 7.94 мкм до 8.3 мкм. Иначе говоря, при изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 45° для x -поляризованного импульса ИРЧ существует однозначное соответствие между значением величины Λ_{xIR} и разностью фаз. При изменении $|\delta\phi|$ от 0 до 2° Λ_{yIR} изменяется от 2.205 мкм до 7.267 мкм. При изменении $|\delta\phi|$ от 2° до 60° Λ_{yIR} изменяется от 7.267 мкм до 7.436 мкм. В соответствии с вышеизложенным, при $|\delta\phi| \leq 2^\circ$ для установления прямой фазово-когерентной связи между частотой синхронизированного лазера и частотой ИРЧ в качестве синхронизированного лазера следует использовать перестраиваемый источник, генерирующий в диапазоне длин волн от 2.0 мкм до 8 мкм.

При “смешивании” x -поляризованного ИРЧ на длинах волн от 7.94 мкм до 8.30 мкм с излучением одномодового квантово-каскадного лазера, работаю-

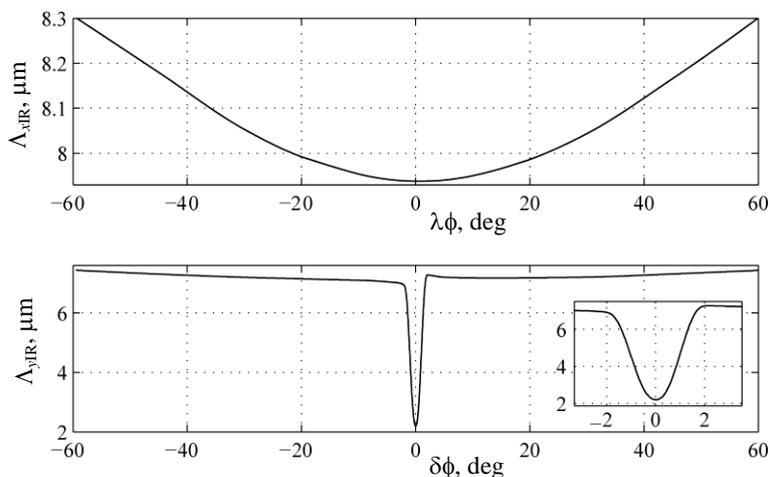


Рис.10. Зависимость длины волны ИРЧ, соответствующая максимуму спектральной плотности x - и y -поляризованного импульса Λ_{xIR} и Λ_{yIR} , соответственно, от разности фаз.

щего при комнатной температуре на длине волны 8 мкм [14], частота сигнала биений будет находиться в радиодиапазоне и будет пропорциональна разности фаз между взаимодействующими импульсами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.A. Gubin, A.S. Shelkovnikov, E.V. Kovalchuk, D.D. Krylova, et. al.** Proc. 1999 Joint Meeting EFTF/IEEE IFCS, Besancon, France, 710, (1999).
2. **Дж.Л. Холл, Т.В. Хэнш.** УФН, **176**, 1343 (2006).
3. **M. Zimmerman, C. Gohle, R. Holzwarth, T. Udem, T.W. Hansch.** Opt. Lett., **29**, 310 (2004).
4. **S. Foreman, A. Marian, J. Ye, E. Petrukhin, M. Gubin, O. Mucke, F. Wong, E. Ippen, F. Kaertner.** Opt. Lett., **30**, 570 (2005).
5. **B.R. Washburn, S.A. Diddams, N.R. Newbury, J.W. Nicholson, M.F. Yan, C.G. Jorgensen.** Opt. Lett., **29**, 250 (2004).
6. **Е.В. Бакланов, П.В. Покасов.** Квантовая электроника, **33**, 383 (2003).
7. **D.N. Nikogosyan.** Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. Springer, 2005.
8. **А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 99 (2014).
9. **Д.Л. Оганесян, В.О. Чалтыкян, Г.Д. Оганесян, А.С. Мартиросян, К.А. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 91 (2011).
10. **W.E. Schiesser, G.W. Griffiths.** A Compendium of Partial Differential Equation Models, Method of Lines Analysis with Matlab. New York, Cambridge University Press, 2009.
11. **M. Rochat, D. Hofstetter, M. Beck, J. Faist.** Appl. Phys. Lett, **79**, 4271 (2001).
12. **И.И. Корель, В.И. Денисов, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов.** Труды МФТИ, **6**, 7 (2014).
13. **М.А. Губин, А.Н. Киреев, А.В. Конященко, П.Г. Крюков, А.В. Таусенев, Д.А. Тюриков, А.С. Шелковников.** Квантовая электроника, **38**, 613 (2008).
14. **Yu Guo, F.Q. Liu, J.Q. Liu, C.M. Li, Z.G. Wang.** Semicond. Sci. Technol., **20**, 844 (2005).

DETERMINATION OF CENTRAL FREQUENCY PHASE OFFSET OF LASER PULSE WITH DURATION OF THE FEW CYCLES WITH RESPECT TO ENVELOPE

A.A. NAKHUMYAN, G.D. HOVHANNISYAN

A method for determination of the few cycle duration laser pulse central frequency phase offset respect to envelope is proposed. The method is based on the difference frequency radiation generation by mutually orthogonal linearly polarized laser pulses propagating in a GaSe crystal with regular periodical domain structure. The dependence of the wavelength of the difference frequency radiation, corresponding to the maximum of the spectrum, vs. the phase difference between the mutually orthogonal linearly polarized pump pulses is obtained. The dependences of mutually orthogonal polarized laser pulses normalized spectral densities at the difference frequency vs. the phase difference between the pump pulses are obtained. In this paper it's considered the case where the durations of the interacting pulses are 30 fs, the central wavelengths are 1.98 μm and the difference frequency radiation wavelength is in the 8–12 μm range. It is shown that this method can be applied for the two femtosecond fiber lasers phase locking.

УДК 621.3

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ КОНТАКТА МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК

Г.Д. ХОНДКАРЯН*, Ф.В. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

* e-mail: hxondkaryan@mail.ru

(Поступила в редакцию 28 ноября 2014 г.)

Исследованы ВАХ и низкочастотные шумы структур металл–полупроводник при комнатной температуре. Получены ВАХ и спектры низкочастотных шумов диодных структур с барьером Шоттки, изготовленных на основе Fe/*n*-Si, Cr/*n*-Si, W/*n*-Si. Показано, что ВАХ, уровень и частотный индекс шумов сильно зависят от выбора металлического контакта и величины его площади. Выявлены физические процессы, влияющие на уровень и поведение низкочастотных шумов. Установлено, что с точки зрения уменьшения уровня низкочастотных шумов использование хрома как контактного материала лучше по сравнению с железом и вольфрамом.

1. Введение

Диоды с барьером Шоттки являются перспективными нелинейными элементами, которые широко используются в интегральных микросхемах. Диоды Шоттки используют переход металл–полупроводник в качестве барьера Шоттки (вместо *p-n* перехода как у обычных диодов). Барьер Шоттки имеет меньшую электрическую емкость перехода что позволяет заметно повысить рабочую частоту диода [1]. Обычные кремниевые диоды имеют прямое падение напряжения около 0.6–0.7 В. Применение диодов Шоттки позволяет снизить это значение до 0.2–0.4 В. Столь малое прямое падение напряжения присуще только диодам Шоттки с максимальным обратным напряжением порядка десятков вольт [2,3].

В настоящее время интенсивно изучается роль процессов, происходящих на границах раздела полупроводника с другими веществами, такими как металл, диэлектрик, электролит, газ. Выявляется вклад этих процессов как на токопрохождение, так и на другие электрофизические параметры. Обычно считается, что все эти явления связаны с процессами, происходящими в приповерхностном слое полупроводника [3,4]. Микро- и наноэлектронные приборы, использующие эти эффекты, широко известны как биохимические и газовые сенсоры [5-12]. Особое место в этом ряду занимает контакт металл–полупроводник. В большинстве случаев учет разновидности металлов до сих пор ограничивался только выбором величины работы выхода [13].

Основные направления в развитии современных микросхем, содержащих контакт металл–полупроводник, связаны с уменьшением геометрических размеров, снижением энергопотребления и повышением соотношения сигнал/шум. Так как полезный уровень сигнала иногда невозможно увеличить до нужного уровня без его искажения, возникает необходимость снизить уровень внутренних шумов. Одним из методов решения этой проблемы служит изменение площади и типа контактного токоснимающего металла [14]. Как известно, на низких частотах в полупроводниках и полупроводниковых приборах преобладает фликкер-шум, спектральная плотность мощности которого с уменьшением частоты возрастает по закону $1/f^\gamma$ [5,8,13-17], где частотный показатель γ имеет значение порядка единицы. Шумовая диагностика является одним из мощных и чувствительных методов изучения свойств полупроводников и приборов различного назначения, в частности, структур металл–полупроводник [14,15,17,18]. Для определения зависимостей электрофизических параметров контакта металл–полупроводник от свойств, типа металла и его геометрических размеров необходимо комплексное исследование внутренних шумов структур металл–полупроводник при разных контактных металлах и при различных площадях контактирующих металлов [14,17,18].

В настоящей работе представлены особенности влияния типа контактного металла, его размеров и путей токопроходящего канала (поверхностного или объемного) на ВАХ и низкочастотные (НЧ) шумы структур Fe/*n*-Si, Cr/*n*-Si, W/*n*-Si.

2. Образцы и методика эксперимента

Были изготовлены образцы структур Fe/*n*-Si, Cr/*n*-Si, W/*n*-Si с барьером Шоттки двух разновидностей. В образцах 1 площадь контакта составляла $1.6 \times 2 \text{ мм}^2$, а в образцах 2 она равнялась $2 \times 2 \text{ мм}^2$. Конструкция исследуемых структур представлена на рис.1. Образцы были изготовлены на кремниевых пластинах *n*-типа с удельным сопротивлением 40 Ом см, толщиной 250 мкм и кристаллографическим направлением $\langle 111 \rangle$. Токоснимающие контакты изготовлены с помощью ионно-плазменного напыления в вакуумной установке У279 040РМЗ. Процесс изготовления образцов состоял из трех этапов. Первый этап: очистка поверхностей пластины кремния с использованием ионов аргона (ток пучка 0.2 А, высокое напряжение между анодом и катодом 2 кВ для получения пучка ионов, время очистки 2 мин., давление 6×10^{-4} Торр). Второй этап: нанесение атомов Fe, Cr и W на поверхность кремневой пластины (ток катода 80 А, ток анода 2–3 А, напряжение анода 50 В, давление в камере 6×10^{-4} Торр, время осаждения в зависимости от типа атомов от 20 до 30 мин.). На этом этапе создавались контакты 1 и 2 с барьером Шоттки (см. рис.1). Третий этап: осаждение атомов золота с содержанием 1% сурьмы с помощью ионной бомбардировки на заднюю поверхность образца для получения омического контакта (контакт 3, рис.1). Толщина металлических контактов составляла $1200 \pm 100 \text{ \AA}$.

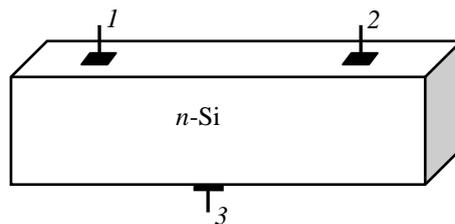


Рис.1. Исследуемые структуры. Размеры контактов: образец 1 – $1.6 \times 2 \text{ мм}^2$, образец 2 – $2 \times 2 \text{ мм}^2$.

Сопротивление между контактами 1 и 2 составляло $\sim 10\text{--}20 \text{ кОм}$, а между контактами 1 и 3 оно было $\sim 6\text{--}8 \text{ кОм}$ в зависимости от нанесенного металла. Барьер Шоттки $n\text{-Si}/\text{контакт } 1$ смещен в прямом и $n\text{-Si}/\text{контакт } 2$ – в обратном направлении.

ВАХ измерялись с шагом 0.1 В по возрастающей зависимости. Контроль напряжения осуществлялся вольтметром LW-64. Интервал используемых напряжений составлял $0\text{--}4 \text{ В}$.

Измерения НЧ шумов выполнялись методом прямой фильтрации в диапазоне частот от 2 до 500 Гц при температуре $T = 300\text{К}$. Шумы измерялись в режиме постоянного тока, т. е. измерялись флуктуации напряжения. Значения тока были взяты из линейной области прямой ветви ВАХ образцов. Схема измерения шумов состоит из источника питания с низким уровнем собственных шумов Panasonic NHR-9SGE, который обеспечивает постоянный ток через образец, усилителя Model-5184 Preamp и спектрального Фурье-анализатора Handyscope 3. Программное обеспечение Handyscope-3 синхронизируется с Windows 7. Данные Фурье-анализатора обрабатываются программой LabVIEW. Измерительная система размещена в изолированном от внешнего электромагнитного влияния пермалловом ящике.

3. Результаты и обсуждение

На рис.2 приведены ВАХ образцов 1 и 2 для структуры $\text{Fe}/n\text{-Si}$, когда ток протекает через объем образцов между контактами 1–3 (рис.1). ВАХ структур $\text{Cr}/n\text{-Si}$ и $\text{W}/n\text{-Si}$ имеют аналогичный вид и отличаются только величинами токов.

Как видно из рис.2, у обоих образцов ВАХ имеет вид экспоненты, что связано с протеканием тока через объем образца и образованием барьера Шоттки. Разница кривых на рис.2 обусловлена как различием площадей токонесущих контактов, так и сопротивлением обоих образцов. В связи с тем, что образцы с различной площадью контактов были изготовлены не в одном технологическом процессе, сопротивления образцов с площадью контактов $2 \times 2 \text{ мм}^2$ были меньше по сравнению с образцами с площадью контактов $1.6 \times 2 \text{ мм}^2$ ($R_{2 \times 2} \approx 6.0 \text{ кОм}$, $R_{1.6 \times 2} \approx 8.1 \text{ кОм}$).

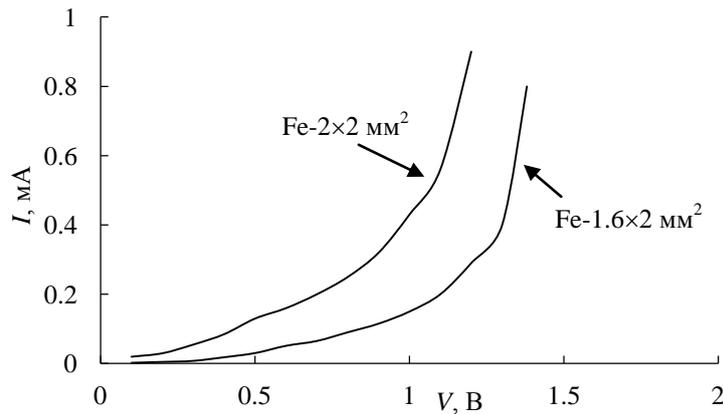


Рис.2. ВАХ образцов 1 и 2, когда ток протекает через объем образцов между контактами 1 и 3.

На рис.3 представлены спектры НЧ шумов флуктуаций сигнала образцов 1 и 2 при прохождении объемного тока между контактами 1–3. Для описания поведения НЧ шумов отметим, что механизмы формирования этих шумов в полупроводниках, в основном, сводятся к поверхностному (модель Мак Уортера [22]) и объемному (модель, основанная на электрон-фононном взаимодействии [15,16,18–20]) характерам. Для описания поведения и выявления физической природы образования НЧ шумов в случае протекания объемного тока можно использовать универсальную эмпирическую формулу Хуга со спектральной зависимостью $S_u \sim 1/f^\gamma$ [15].

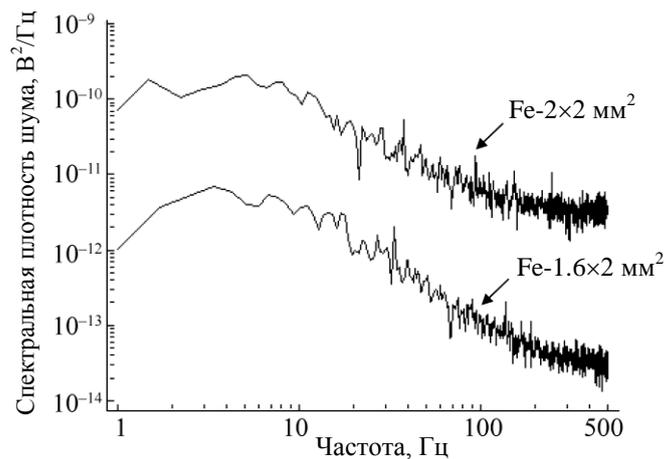


Рис.3. Шумовые спектры флуктуаций сигнала образцов 1 и 2 при прохождении тока через объем между контактами 1 и 3.

При объемном характере тока, как видно из рис.3, спектральная плотность шума образца 2 выше, чем у образца 1, а показатель степени γ образца 2

($\gamma \approx 1.2$) ниже, чем у образца 1 ($\gamma \approx 1.7$). Это означает, что при протекании объемного тока одинаковой величины (значение тока составляло 0.1 мА) величина шума выше в случае структур с контактами с большей площадью, а величина частотного индекса γ меньше по сравнению с контактами с меньшей площадью. Предполагается, что рост уровня НЧ шумов для образцов с большей площадью контактов, в основном, обусловлен ростом поверхности контактов, так как уменьшение приложенного напряжения для поддержания постоянного тока для случая большей площади не должно приводить к существенному увеличению уровня шумов. Отметим также, что с ростом площади контактов спектр шумов сглаживается.

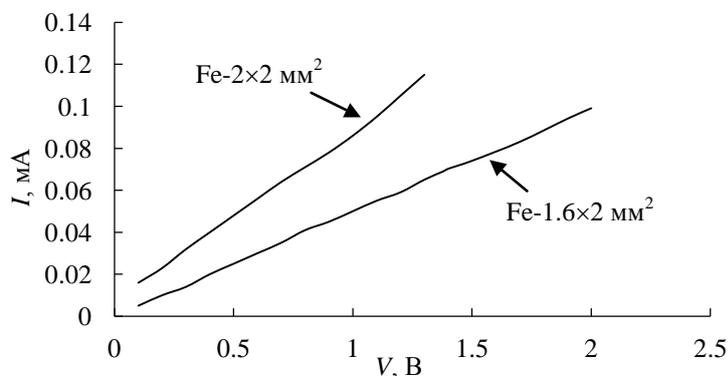


Рис.4. ВАХ образцов 1 и 2, когда ток протекает через поверхность образцов между контактами 1 и 2.

На рис.4 представлены ВАХ обоих образцов для структуры Fe/n-Si, когда ток имеет поверхностный характер (ток измеряется между контактами 1 и 2, рис.1). В этом случае мы имеем дело с поверхностным током и ВАХ, как и следовало ожидать, имеет омический характер.

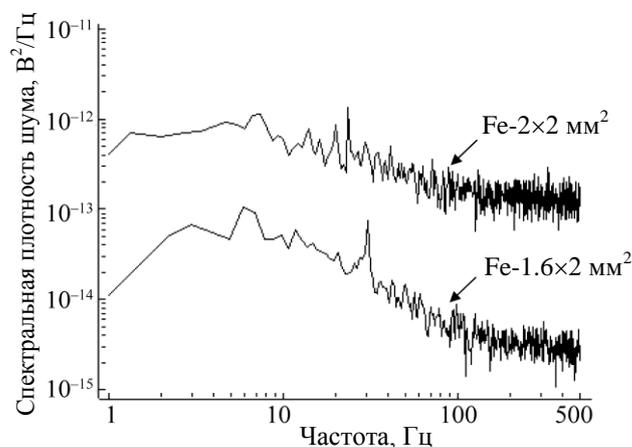


Рис.5. Шумовой спектр флуктуаций сигнала образцов 1 и 2 при прохождении поверхностного тока между контактами 1 и 2.

Спектральная плотность шума образца 2 выше, чем у образца 1, и величина γ у образца 2 принимает значение $\gamma \approx 0.6$, а у образца 1 $\gamma \approx 1.1$ (рис.5). Как при объемном, так и при поверхностном характере тока в режиме постоянного тока с ростом величины площади токоснимающего контакта уровень НЧ шума возрастает, а величина частотного индекса γ уменьшается.

На рис.6 представлены шумовые спектры образцов с одинаковыми величинами площадей контактов $1.6 \times 2 \text{ мм}^2$ (образцы 1), но для разных контактных материалов в случае протекания тока через объемы образцов. Видно, что спектральная плотность шума образца с контактом из W выше, чем у образцов с контактами из Fe и Cr. Показатель степени γ образца с контактом из W ($\gamma \approx 0.7$) ниже, чем в случае Fe ($\gamma \approx 0.9$) и Cr ($\gamma \approx 1.3$).

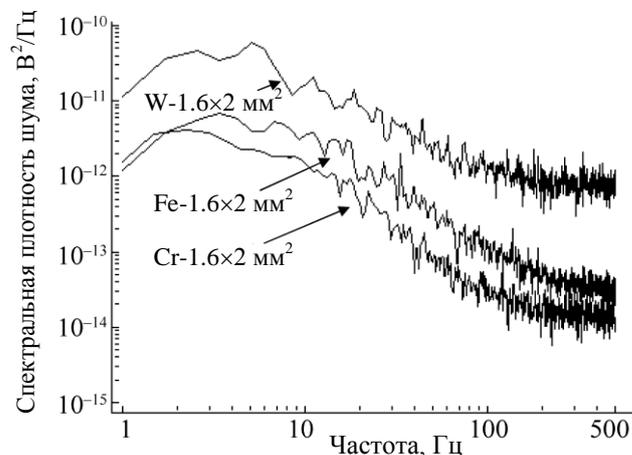


Рис.6. Шумовые спектры флуктуаций сигнала между контактами 1 и 3 для структур W/n-Si, Fe/n-Si, Cr/n-Si.

Таким образом, независимо от характера токопрохождения (объемного или поверхностного) уровень НЧ шумов, как и показатель γ , сильно зависит от величины площади токоснимающего контакта и от типа контактных материалов.

Объемная модель НЧ шумов основана на электрон-фононном взаимодействии в объеме полупроводника. Рассеяние электронов на колебаниях решетки описывается с помощью испускания и поглощения фононов движущимися электронами [17]. Величина НЧ шума зависит от среднего коэффициента отражения длинноволновых акустических фононов (АФ) на границе раздела между полупроводником и контактирующим материалом [14-21].

На рис.7 приведены значения коэффициентов просачивания на границах раздела в системах Fe/n-Si, Cr/n-Si, W/n-Si [14], а на рис.8 – схема процессов отражения и просачивания АФ. Здесь R_{SS} и R_{MM} – коэффициенты отражения АФ, а R_{SM} и R_{MS} – коэффициенты просачивания АФ на границе раздела из

полупроводника в металл и обратно. Как видно из рис.7, коэффициент просачивания для АФ принимает минимальное значение в случае контактного материала из Cr (большой коэффициент отражения).

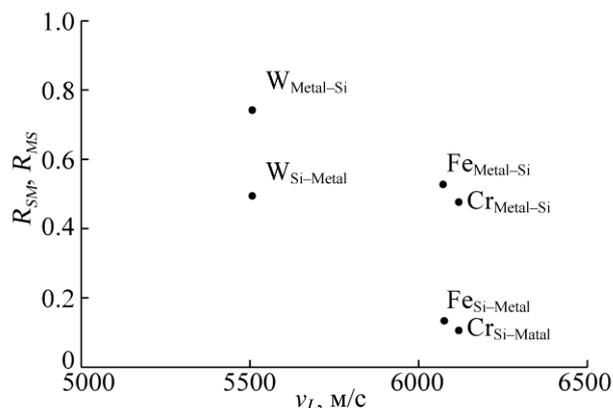


Рис.7. Значения коэффициентов просачивания АФ из кремния в металл и из металла в кремний [14]; v_L – скорость продольных фононов.

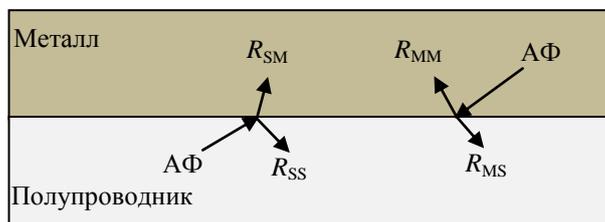


Рис.8. Схема, иллюстрирующая просачивание и отражение АФ на границе раздела металл-полупроводник.

Из рис.6 видно, что в структуре Cr/*n*-Si величина спектральной плотности шума ниже по сравнению со структурами Fe/*n*-Si и W/*n*-Si. Как показано в [14,16-21], один из основных механизмов формирования НЧ шумов обусловлен электрон-фононными взаимодействиями в объеме полупроводника. Чем меньше коэффициент R_{SM} , тем больше оставшихся в полупроводнике продольных АФ. В результате, в объеме полупроводника будет сохраняться квазиравновесное термодинамическое состояние между системами взаимодействующих электронов и АФ. Как видно на рис.7, уровень шумов в структуре с контактным материалом из хрома наименьший. Зависимость НЧ шума от величины площади металлического токоснимающего контакта в основном будет обусловлена количеством просачивающихся фононов из полупроводника в металл. С увеличением контактной площади увеличивается количество просачивающихся фононов из полупроводника в металл, нарушается термодинамическое квази-

равновесие в объеме полупроводника, более интенсивным становится рассеяние электронов на фононах и уровень НЧ шумов растет. Такое объяснение поведения НЧ шумов в рамках электрон-фононного взаимодействия хорошо описывает поведение экспериментальных кривых на рис.4, 6 и 7.

Таким образом, выбором контактного материала и величины его площади можно управлять уровнем НЧ шумов в приборах, содержащих границу раздела металл–полупроводник.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н., доценту ЕГУ С.В. Мелконяну за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.И. Шашкин, А.В. Мурель.** ФТП, **38**, 574 (2004).
2. **А.В. Ключев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов.** Вестник Нижегородского Университета, **57**, 57 (2010).
3. **R.T. Yung.** Materials Science and Engineering, **R35**, 1 (2001).
4. **C.R. Crowell, S.M. Sze.** Solid-State Electronics, **9**, 1035 (1966).
5. **Р.В. Оганесян, Г.Д. Хондкарян, М.С. Алексанян, В.М. Аракелян, Б.О. Семерджян, В.М. Арутюнян, Ф.В. Гаспарян.** Известия НАН Армении, **49**, 241 (2014).
6. **F.V. Gasparyan.** Advanced Sensors for Safety and Security, NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. Springer Science + Business Media Dordrecht, 2013, Chapter 11, pp. 139-150.
7. **F.V. Gasparyan, V.M. Aroutiounian.** Sensors & Transducers Journal, **137**, 36 (2012).
8. **F.V. Gasparyan, A. Poghossian, S.A. Vitusevich, M.V. Petrychuk, V.A. Sydoruk, J.R. Siqueira Jr., O.N. Oliveira, A. Offenhäusser, M.J. Schöning.** IEEE Sensors Journal, **11**, 142 (2011).
9. **Z. Mkhitarian, F. Gasparyan, A. Surmalyan.** Sensors & Transducers Journal, **104**, 58 (2009).
10. **F.-G. Bănică.** Chemical Sensors and Biosensors: Fundamentals and Applications. Chichester, John Wiley & Sons, 2012.
11. **A. Poghossian, M.J. Schöning.** Encyclopedia of Sensors. Stevenson Ranch, American Scientific Publisher, 2006, pp. 463-533.
12. **V.M. Aroutiounian, Z.H. Mkhitarian, A.A. Shatveryan, F.V. Gasparyan, M.Zh. Ghulinyan, L. Pavesi, L.B. Kish, C.-G. Granqvist.** IEEE Sensors Journal, **8**, 786 (2008).
13. **С. Зи.** Физика полупроводниковых приборов. М., Мир, 1984.
14. **F.V. Gasparyan, H.V. Asriyan, S.V. Melkonyan, C.E. Korman.** U.S. Patent Application for Letters Patent of the United States No. 61/332,408. Int. Publ. Date 10 November 2011. Int. Publ. Number WO 2011/140541 A2. Int. Application Number PCT/US201/035686.
15. **F.N. Hooge.** Physica, **60**, 130 (1976).
16. **S.V. Melkonyan, V.M. Aroutiounian, F.V. Gasparyan, H.V. Asriyan.** Physica B, **382**, 65 (2006).
17. **Sh. Kogan.** Electronic Noise and Fluctuations in Solids. Cambridge University Press, 2008.
18. **F.V. Gasparyan, S.V. Melkonyan, H.V. Asriyan, C.E. Korman, B. Noaman, A.H. Arakelyan, A.A. Shatvetyan, A.M. Avetisyan.** Proc. 6th Int. Conf. on Semicond. Micro-

- & Nano-Electronics, Tsakhadzor, Yerevan, 2007, p. 153.
19. **S.V. Melkonyan, F.V. Gasparyan, H.V. Asriyan.** Proceedings of SPIE, **6600**, 66001K-(1–8). (2007).
 20. **H.V. Asriyan, A.A. Shatveryan, V.M. Aroutiounian, F.V. Gasparyan, S.V. Melkonyan, Z.H. Mkhitharian, G. Ayvazyan.** Proc. 3rd Int. Symp. On Fluctuations and Noise, Austin Texas USA, 2005, **5846-25**, p. 192.
 21. **S.V. Melkonyan, F.V. Gasparyan, V.M. Aroutiounian, H.V. Asriyan.** Proc. 18th Int. Conf. on Noise and Fluctuations, Salamanca, Spain, 2005, **780**, p. 87.
 22. **A. McWhorter.** 1/f Noise and Germanium Surface Properties. In: Sem. Surf. Phys. RH Kingston, Univ. Penn. Press, 1957, pp. 207–215.

ՄԵՏԱՂ-ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉ ԿՈՆՏԱԿՏԻ
ՑԱԾՐՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ԱՂՄՈՒԿՆԵՐԸ
Հ.Դ. ԽՈՆԴԿԱՐՅԱՆ, Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ուսունասիրվել են մետաղ-կիսահաղորդիչ կառուցվածքի ՎԱԲ-ը և ցածրհաճախային աղմուկները սենյակային ջերմաստիճանում: Ստացված են Fe/*n*-Si, Cr/*n*-Si, W/*n*-Si հիմքի վրա պատրաստված Շոտկիի արգելքի ՎԱԲ-ը և ցածրհաճախային աղմուկների սպեկտրները: Ցույց է տրված, որ ինչպես ՎԱԲ-ը, այնպես էլ ցածրհաճախային աղմուկների հաճախային գործակիցը խիստ կախված են կոնտակտային մետաղի տեսակից և վերջինիս մակերեսի չափերից: Բացահայտված են այն ֆիզիկական պրոցեսները, որոնք ազդում են ցածրհաճախային աղմուկների մակարդակի և վարքի վրա: Ցույց է տրված, որ ցածրհաճախային աղմուկների նվազեցման առումով քրոմի կիրառումը որպես կոնտակտային նյութ ավելի նպաստակահարմար է, քան երկաթինն ու վոլֆրամինը:

LOW-FREQUENCY NOISES IN THE METAL–SEMICONDUCTOR CONTACT

H.D. KHONDKARYAN, F.V. GASPARYAN

CVC and low-frequency noises of the metal-semiconductor structures at room temperature were investigated. The CVC and low-frequency noise spectra of the diode structures with Schottky barrier prepared on the base of Fe/*n*-Si, Cr/*n*-Si and W/*n*-Si are obtained. It is shown that the CVC, noise level and its frequency index are strongly dependent on the choice of contact metal, and its surface area value. There are identified physical processes that are affecting on the level and behavior of low-frequency noises. It was found out that in term of reducing the level of low-frequency noises, the use of chromium as a contact material is the best compared with iron and wolfram.

УДК 537.311

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК МОЛИБДЕНА, ОСАЖДЕННЫХ НА ПЕРЛИТОВЫХ СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Л.А. АРУТЮНЯН^{1*}, С.Г. ПЕТРОСЯН^{1,2}, К.Э. АВДЖЯН¹

¹Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

²Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван, Армения

*e-mail: hlevon1989@gmail.com

(Поступила в редакцию 25 февраля 2015 г.)

Приведены результаты исследования физических характеристик пленок молибдена, осажденных с помощью магнетронного распыления на перлитовых стеклокерамических подложках в аргоновой среде. Установлено, что пленки, полученные при температуре подложки выше 250°C, обладают хорошей адгезией и характеризуются прочностью сцепления более 30 МПа. При оптимальных технологических условиях осаждения полученные пленки имеют высокую степень текстурированности с размерами кристаллитов ~100 нм и являются относительно низкоомными (5×10^{-4} Ом см) при малых скоростях роста; они могут использоваться в качестве нижнего контакта для тонкопленочных солнечных элементов на основе многокомпонентных соединений меди со структурой халькопирита.

1. Введение

В последние годы достигнут значительный прогресс в создании высокоэффективных, дешевых тонкопленочных солнечных элементов (СЭ) на основе полупроводниковых соединений $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}(\text{S})_2$ (CIGS), способных конкурировать с кремниевыми элементами как по КПД преобразования солнечной энергии в электрическую, так и по себестоимости производства солнечных модулей [1,2].

Стандартная структура такого СЭ – $\text{Mo}/\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}$ обычно осаждается на подложках из специального стекла [3]. Весьма часто в качестве нижнего контакта используется осажденный магнетронным или ионно-плазменным напылением на подложку тонкий слой молибдена (~1 мкм), образующий стабильный омический контакт с поглощающим слоем СЭ *p*-CIGS [1]. Структурные, электрические и механические свойства слоя Мо в сильной степени зависят от параметров процесса осаждения и могут значительно влиять на характеристики СЭ [8,9]. Выполняя роль нижнего контакта в СЭ, слой Мо должен удовлетворять определенным требованиям: обладать хорошей адгезией к подложке, иметь высокую проводимость и коэффициент термического расширения, близкий по величине к коэффициенту термического расширения

подложки и CIGS, быть химически инертным по отношению к Cu, In, Ga и оставаться стабильным при термических обработках слоев СЭ. Известно, что удельная проводимость, размеры и плотность упаковки зерен слоя Мо взаимосвязаны и могут меняться в зависимости от режимов осаждения [7,8]. Однако оказывается, что увеличение размера зерен и плотности их упаковки не всегда приводит к росту эффективности СЭ, так как чрезмерное увеличение плотности слоя Мо препятствует диффузии ионов натрия из подложки в поглощающий слой СЭ, что, как известно, благоприятно влияет на микроструктуру поглощающего слоя и электрические параметры СЭ [8,9].

В настоящее время большой интерес представляет создание тонкопленочных СЭ на альтернативных, в том числе, керамических или стеклокерамических подложках, позволяющих не только снизить себестоимость СЭ, но и успешно интегрировать их в конструкцию строительных элементов домов и сооружений [4-7]. В частности, в [3] были созданы СЭ CIGS на специально синтезированных перлитовых стеклокерамических подложках (ПСКП), которые показали КПД более 10%.

Целью данной работы было исследование влияния технологических режимов магнетронного распыления (тока и напряжения распыления, давления рабочего газа и температуры подложки) на свойства тонких слоев чистого Мо, осажденных на ПСКП.

2. Методика эксперимента

Пленки Мо на перлитовой подложке были получены в аргонной (Ar) среде из плоской мишени диаметром 15 см и толщиной 0.7 см с использованием несбалансированной магнетронной распылительной системы (MPC) на постоянном токе при параллельном расположении мишени и подложки. Вакуумная система предварительно откачивалась до 10^{-2} мТорр. Подложки ($12 \times 12 \times 1$ мм³) были очищены с помощью ультразвуковой ванны последовательно в ацетоне, изопропанолу и деионизированной воде с последующей сушкой струей сжатого газообразного азота. Перед осаждением пленок был произведен непродолжительный (15 мин) отжиг подложки в вакууме при 10^{-2} мТорр и температуре 100°C. Пленки были осаждены при оптимальных для MPC условиях рабочего напряжения (250 В) и рабочего тока (0.8 А) в температурном интервале подложки от 30°C до 400°C и при следующих технологических условиях: расстояние мишень – подложка 7 см, рабочее давление в интервале 7–20 мТорр.

Адгезия полученных пленок предварительно качественно была оценена в ячейке электроосаждения ИРС (система позволяет иметь интервал поляризационного тока от 1 мА до 1 А и поляризационного напряжения от –5 В до 5 В) в кислотной ванне (рН ~ 2), предназначенной для гальванического нанесения медного покрытия. Количественная характеристика адгезии была получена методом отрыва с применением клеевых соединений и пайки.

Кристаллическая структура полученных пленок была исследована методом дифракции рентгеновских лучей на дифрактометре ДРОН-2 с использованием излучения CuK_α ($\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$). Электрическое сопротивление полученных пленок измерялось с помощью четырехзондового метода. Толщина пленок была измерена на профилометре AMBIOS XP-2.

3. Результаты и их обсуждение

В настоящее время для нанесения тонких пленок различного функционального назначения широко применяются МРС, которые в зависимости от степени ионного воздействия на подложку делятся на сбалансированные и несбалансированные. В отличие от сбалансированных, где расстояние от плазменной области разряда до поверхности катода составляет 3–4 см, в несбалансированных МРС плазма газового разряда свободно движется вдоль силовых линий магнитного поля к подложке. Это приводит к повышенной концентрации заряженных частиц около неё, к чистке подложки и, как следствие, к улучшению адгезии. Для получения воспроизводимых по качеству покрытий в наших экспериментах контролировались температура подложки и уровень давления аргона при постоянном рабочем напряжении и токе.

Как уже было сказано выше, адгезия пленок Мо на ПСКП сначала была проверена в медно–хлоридной ванне в гальваностатическом режиме (плотность тока 0.1 А/см^2) с использованием системы электроосаждения ИРС. Исследования показали, что пленки, полученные при температуре подложки ниже 200°C , обладают плохой адгезией (отделяются, спадая на дно ванны) независимо от степени рабочего давления Аг. Полученные при температуре подложки выше 250°C пленки обладали хорошей адгезией, причем на их поверхности при вышеуказанной плотности тока образуются пленки меди. Этот результат представляется важным, так как показывает, что полученные структуры Мо/ПСКП

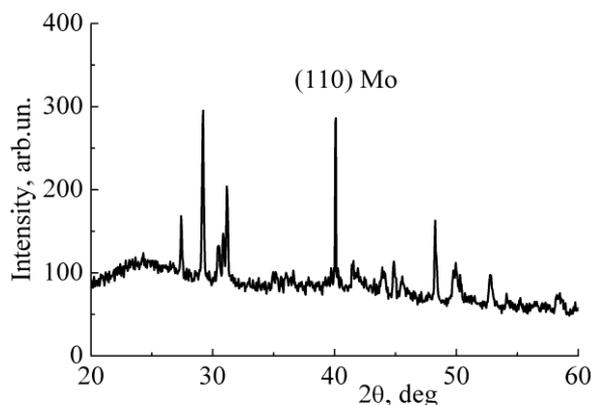


Рис. 1. Рентгенограмма структуры Мо/ПСКМ (толщина пленки Мо – 500 нм).

могут быть использованы для получения слоев CIGS методом электроосаждения из растворов [11].

Структурные, электрические и количественные адгезионные исследования были проведены на пленках, осажденных при температуре выше 250°C. На рис.1 приведена рентгенограмма полученной структуры Мо/ПСКП (температура подложки 300°C), которая на фоне рефлексов от подложки показывает высокую степень текстурированности пленки Мо. Используя формулу Дебая–Шеррера $D = k\lambda/\beta\cos\theta$ (β – полуширина рефлекса, θ – угол рефлекса, λ – длина волны рентгеновского излучения и D – размер кристаллита) по рефлексу (110) проведена оценка размера кристаллитов в пленке, который составил ~100 нм.

Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными, полученными на стеклянной подложке другими авторами. Например, в работе [10] было показано, что при магнетронном распылении размер кристаллитов, рассчитанный по формуле Дебая–Шеррера для рефлекса (110) в зависимости от рабочего давления Ar может находиться в диапазоне от 70 до 380 нм.

На рис.2 приведен график зависимости скорости роста пленки Мо/ПСКП от величины давления рабочего газа Ar при температуре подложки 300°C. Видно, что скорость роста пленок растет с увеличением степени рабочего давления Ar. Далее были измерены сопротивления осажденных пленок с помощью четырехзондового метода. Исходя из геометрии расположения зондов и толщины пленок, полученные результаты были пересчитаны на удельное сопротивление.

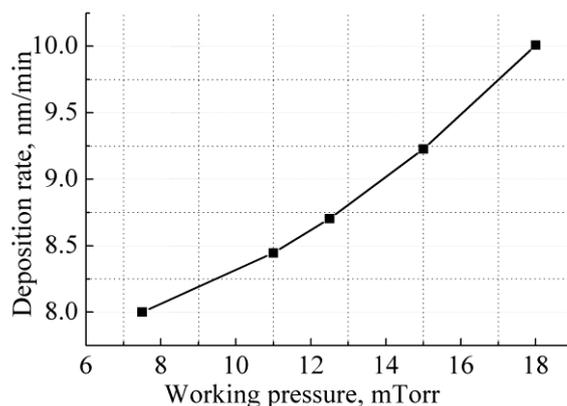


Рис.2. Зависимость скорости роста пленки Мо/ПСКП от рабочего давления Ar.

На рис.3 приведен график зависимости удельного сопротивления пленки Мо от скорости роста при температуре подложки 300°C. Из графика видно, что относительно низкоомные ($\sim 5 \times 10^{-4}$ Ом см) пленки получают только при малых скоростях роста.

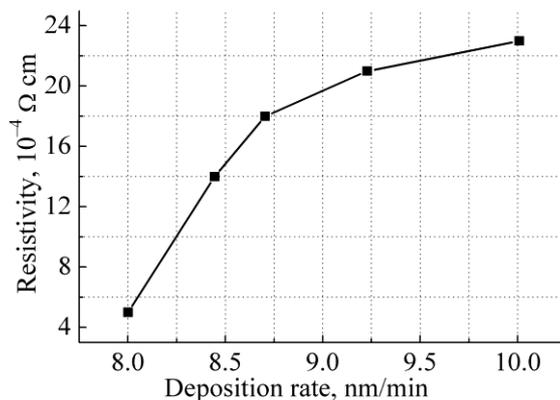


Рис.3. Зависимость удельного сопротивления пленки Мо/ПСКП от скорости роста.

Удельные сопротивления пленок Мо имеют значения, по порядку соответствующие значениям удельных сопротивлений таких прозрачных и проводящих контактных слоев, как ИТО, ФТО [12] и ZnO [13], и отличаются не более, чем на порядок от слоев Мо, выращенных на стандартных стеклянных подложках ($1.3 \times 10^{-5} \text{ Ом см}$ [14], $1.2 \times 10^{-5} \text{ Ом см}$ [15] и $9.7 \times 10^{-6} \text{ Ом см}$ [16]).

Для количественного определения прочности сцепления пленки с подложкой был использован метод прямого отрыва (к поверхности пленки приклеивалась медная фольга с размерами $2 \times 2 \text{ мм}^2$) с заранее припаянной проволокой, на которую прикладывалось растягивающее усилие. Проведенная таким способом оценка показывает, что прочность сцепления не ниже 30 МПа.

4. Заключение

Используя несбалансированную МРС на постоянном токе в аргонной среде на перлитовой стеклокерамической подложке осаждены пленки Мо с толщинами 0.5–1 мкм. На основе проведенных структурных, адгезионных и электрических исследований установлено, что полученные при температуре выше 250°C пленки обладают хорошей адгезией и имеют прочность сцепления не ниже 30 МПа, имеют высокую степень текстурированности с размерами кристаллитов $\sim 100 \text{ нм}$ и являются относительно низкоомными ($5 \times 10^{-4} \text{ Ом см}$), если они осаждены при малых скоростях роста и при рабочем вакууме не выше 7.5 мТорр.

Таким образом, можно заключить, что структура Мо/ПСКП по своим физическим характеристикам может быть применима в качестве подложки при создании тонкопленочных солнечных элементов на основе CIGS методом вакуумного соиспарения или электроосаждения из растворов.

Авторы выражают благодарность Э.Р. Араkelовой и С.Л. Григорян за помощь в измерениях рентгенограмм пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. **U. Rau, H.-W. Schock.** Practical Handbook of Photovoltaics: Fundamentals and Appl., 369, Elsevier (2003).
2. **L. Kazmerski.** Renewable and Sustainable Energy Reviews, **1**, 71 (1997).
3. **S.G. Petrosyan, V.H. Babayan, A.S. Musayelyan, L.A. Harutiunyan, V.B. Zalesski, et al.** Eur. Phys. J. Appl. Phys., **62**, 30103 (2013).
4. **D. Iencinella, E. Centurioni, G. Busana.** Solar Energy Materials and Solar Cells, **93**, 206 (2009).
5. **A. Slaoui, S. Bourdais, G. Beaucarne, J. Poortmans.** Solar Energy Materials and Solar Cells, **71**, 245 (2002).
6. **S. Janz, S. Reber, H. Habenicht, H. Lautenschlager, C. Schetter.** IEEE, **2**, 1403 (2006).
7. **C.-H. Huang, H.L. Cheng, W.E. Chang, M.Y. Huang, Y.-J. Chien.** Semicond. Sci. Technol, **27**, 115020 (2012).
8. **V. Mohanakrishnaswamy, H. Sankaranarayanan, S. Pethe, C.S. Ferekides, D.L. Morel.** PV Spec. Conf. IEEE, 422, (2005).
9. **P.S. Vasekar, N.G. Dhere.** Solar Energy Materials and Solar Cells, **93**, 69 (2009).
10. **H. Khatri, S. Marsillac.** J. Phys.: Condens.Matter, **20**, 055206 (2008).
11. **V.S. Saji, I.-H. Choi, C.-W. Lee.** Solar Energy **85**, 2666 (2011).
12. **H. Liu, V. Avrutin, N. Izyumskaya, U. Ozgur, H. Morkoc.** Superlattices and Microstructures, **48**, 458 (2010).
13. **M. Chen, Z.L. Pei, X. Wang, C. Sun, L.S. Wen.** J. Vac. Sci. Technol. A, **19**, 963 (2001).
14. **J.H. Scofield, A. Duda, D. Albin, et al.** Thin Solid Films, **260**, 26 (1995).
15. **K.H. Yoon, S.K. Kim, R.B.V. Chalapathy, et al.** J. Korean Physical Society, **45**, 1114 (2004).
16. **C.-H. Huang, H.-L. Cheng, W.-E. Chang, et al.** Semicond. Sci. Technol., **27**, 115020 (2012).

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF MOLYBDENUM FILMS DEPOSITED BY MAGNETRON SPUTTERING ON PERLITE GLASS-CERAMIC SUBSTRATES

L.A. HARUTYUNYAN, S.G. PETROSYAN, K.E. AVJYAN

The results of the study of the physical characteristics of molybdenum films deposited by magnetron sputtering on perlite glass-ceramic substrates in an argon environment are presented. It is found that the films prepared at a substrate temperature higher than 250°C, have good adhesion and bonding strength characterized by more than 30 MPa. Under optimal deposition conditions, the obtained films have a high degree of texturing with crystallite sizes of about 100 nm, have relatively low resistivity (5×10^{-4} Ohm cm) at low growth rate; they can be used as a back contact for thin film solar cells based on the copper multicomponent compounds with chalcopyrite structure.

УДК 534.222

АКУСТИЧЕСКАЯ ВОЛНА В СРЕДЕ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

А.В. ШЕКОЯН

Институт механики НАН Армении, Ереван, Армения

e-mail: ashotshek@mechins.sci.am

(Поступила в редакцию 21 марта 2014 г.)

В рамках гамильтонова формализма выведены уравнения для акустической волны, взаимодействующей с точечными дефектами. Изменения количества дефектов с учетом различных взаимодействий описываются кинетическими уравнениями. Из полученной замкнутой системы уравнений выведены выражения для линейного коэффициента поглощения и дисперсии. Выведено нелинейное трехмерное уравнение Шредингера, исследована устойчивость нелинейной акустической волны и найдено условие фокусировки волны.

1. Введение

Различными воздействиями на среду можно создать точечные дефекты, которые влияют на распространение акустической волны. В 70-е и 80-е годы прошлого века во многих экспериментальных работах, где изучали воздействие электромагнитного излучения на материал, оно не сводилось к простому нагреву среды. Наблюдались избирательный характер воздействия на рост кристаллов, появление свободных атомов, диссоциация молекул, точечные дефекты и другие явления [1]. С помощью лазеров можно управлять изменениями в системе дефектов. При этом может происходить генерация точечных дефектов (вакансии и межузельные атомы). В случае мощных лазерных импульсов дефекты возникают во всем объеме твердого тела [2].

При распространении в среде интенсивных объемных упругих волн, которые могут взаимодействовать с дефектами, появляются новые эффекты [3]. Иногда плотность точечных дефектов может значительно превышать равновесную. Кинетика изменения плотности дефектов описывается кинетическими уравнениями.

Целью данной работы является вывод нелинейных уравнений для описания распространения акустической волны с конечной амплитудой, которая взаимодействует с точечными дефектами (вакансии и межузельные атомы). Эти дефекты генерируются в значительном количестве лазерным лучом. Дефекты диффундируют, взаимодействуют со стоками, дислокациями, друг с другом и с упругой волной.

2. Вывод исходных уравнений

Предположим, что имеем упругую изотропную диэлектрическую среду, имеющую многочисленные точечные неравновесные дефекты, которые создаются нетермическим излучением. В такой среде распространяется интенсивная упругая волна.

Взаимосвязанная система уравнений состоит из кинетических уравнений, описывающих изменения числа точечных дефектов (вакансии и межузельные атомы), и уравнений, описывающих распространение нелинейной упругой волны [1-3].

Эти уравнения имеют вид [1,2]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = q_{01} + q_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) + D_1 \Delta n_1 - \beta_{12} n_1 - \beta_{21} n_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = q_{02} + q_2 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) + D_2 \Delta n_2 - \beta_2 n_2 - \beta_{21} n_1, \quad (3)$$

где тензор упругих напряжений σ_{ik} определяется из известного соотношения

$$\sigma_{ik} = \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)}. \quad (4)$$

Здесь u_i – компоненты смещения, n_1 и n_2 – объемные концентрации вакансий и межузельных атомов в единице объема среды, соответственно, ρ – плотность материала, q_{01} и q_{02} – скорость генерации точечных дефектов при отсутствии деформации, D_1 и D_2 – коэффициенты вакансий и межузельных атомов, соответственно, β_{12} и β_{21} – скорости взаимной рекомбинации дефектов типа „межузельный атом–вакансия” и „вакансия–межузельный атом”, соответственно, а β_1 и β_2 – скорости рекомбинации дефектов на стоках, t – время, Δ – оператор Лапласа, x_i – координаты, q_1 и q_2 – коэффициенты взаимодействия деформации с дефектами. F – свободная энергия единицы объема среды, имеющая следующий вид [4]:

$$F = F_0 + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu \left(u_{ik} - \frac{1}{2} \delta_{ik} u_{22} \right)^2 + \frac{1}{2} A u_{ik} u_{il} u_{kl} + B u_{ik}^2 u_{il} + \frac{C}{3} u_{ii}^3 - d_1 u_{il} n_1 - d_2 u_{il} n_2 + \frac{q_3}{2} u_{ii}^2 n_1 + q_4 u_{il} n_1^2 + \frac{1}{2} q_5 n_2 u_{ii}^2 + q_6 u_{il} n_2^2, \quad (5)$$

где F_0 – свободная энергия единицы объема среды до возмущения, λ и μ – коэффициенты Ламе, A, B и C – модули Ландау третьего порядка, d_i и q_i – коэффициенты, первый из которых характеризует взаимодействие акустической

волны с дефектами, а второй – нелинейные взаимодействия. Выражение (5) построено по методу, описанному в [4].

После соответствующих математических расчетов с использованием формул (4) и (5) получим следующие уравнения для смещений u_i :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = & a \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + \mu \Delta_{\perp} u_3 + d_0 \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) - d_1 \left(\frac{\partial n_1}{\partial x_1} + \frac{\partial n_1}{\partial x_2} + \frac{\partial n_1}{\partial x_3} \right) - \\ & - d_2 \left(\frac{\partial n_2}{\partial x_1} + \frac{\partial n_2}{\partial x_2} + \frac{\partial n_2}{\partial x_3} \right) + P \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} + q_3 n_1 \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + q_3 \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \frac{\partial n_1}{\partial x_3} + \\ & + 2q_4 n_1 \frac{\partial n_1}{\partial x_3} + q_5 n_2 \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + q_5 \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \frac{\partial n_2}{\partial x_3} + 2q_0 n_2 \frac{\partial n_2}{\partial x_3}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial u_{1,2}}{\partial x_3^2} + d \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_{1,2} \partial x_3} - d_1 \frac{\partial n_1}{\partial x_{1,2}} - d_2 \frac{\partial n_2}{\partial x_{1,2}}, \quad (7)$$

где

$$a = \lambda + \frac{4}{3}\mu, \quad P = 4\mu + 2A + 6B + 3\lambda + 2C, \quad \Delta_{\perp} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2}.$$

К уравнениям (6) и (7) следует добавить уравнения (2) и (3) и получится замкнутая система, описывающая распространение интенсивной упругой волны с учетом ее взаимодействия с точечными дефектами. Интенсивная упругая волна распространяется вдоль оси x_3 . В уравнении (6) учитываются по порядку самые большие нелинейности. Поперечные смещения являются следствием, они малы и поэтому эти уравнения линеаризованы.

Решение уравнений (2) и (3) следует искать в виде

$$n_i = n'_i + n''_i \quad (i=1,2),$$

где n'_i – количество дефектов до распространения упругой волны, а n''_i – после распространения. После подстановки вышеуказанного решения в линейные уравнения (2) и (3) они разделяются на две части для n'_i и n''_i , но так как n'_i удовлетворяет исходным уравнениям, то система уравнений (2) и (3) превратится только для n''_i , где, однако, будут отсутствовать q_{01} и q_{02} . Для простоты записи в дальнейшем штрихи опустим.

3. Линейное одномерное приближение

Линеаризируя систему уравнений (2), (3), (6) и (7), в одномерном случае

$\left(\frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_2} = 0 \right)$ получим

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - d_1 \frac{\partial n_1}{\partial x} - d_2 \frac{\partial n_2}{\partial x}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = q_1 \frac{\partial u}{\partial x} + D_1 \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} - \beta_1 n_1 - \beta_{12} n_2, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = q_2 \frac{\partial u}{\partial x} + D_2 \frac{\partial^2 n_2}{\partial x^2} - \beta_2 n_2 - \beta_{21} n_1. \quad (10)$$

Для упрощения записи в уравнениях (8)–(10) введены обозначения $u_3 \equiv u$ и $x_3 \equiv x$. Решение системы уравнений ищем в виде бегущей волны $\exp[i(\omega t - kx)]$, где ω – частота и k – волновое число. Подставляя решение в систему уравнений (8)–(10), получим систему алгебраических уравнений для амплитуд (u_0, n_{01}, n_{02}) , решение которой даст следующее дисперсионное уравнение:

$$-\omega^2 + v_0^2 k^2 = -\frac{k^2 v_0^2 (P_1 - k^2 P_2 - i\omega P_4)}{a(-\omega^2 + k^4 D_1 D_2 + k^2 P_3 + \beta_1 \beta_2 + i\omega P_6)}, \quad (11)$$

где

$$v_0^2 = \frac{a}{\rho}, \quad P_1 = q_2 (\beta_{12} d_1 - d_2 \beta_2) + q_1 (\beta_{21} d_2 - d_1 \beta_2), \quad P_2 = q_k d_2 D_1 + q_1 D_2 d_1,$$

$$P_3 = \beta_2 D_1 + \beta_1 D_2, \quad P_4 = q_2 d_2 + d_1 q_1, \quad P_5 = -v_0^2 + P_3, \quad P_6 = k^2 (D_1 + D_2) + \beta_1 + \beta_2.$$

В уравнение (11) подставлено $\omega = \omega_0 + \omega_1 + i\alpha$, где ω_1 – дисперсия, α – коэффициент поглощения акустической волны и $\omega_0^2 = v_0^2 k^2$. Считая, что дисперсия и диссипация малы, и разделяя мнимые и действительные части, для ω_1 и α получим следующие выражения:

$$\omega_1 = \omega_0 \left[1 + \frac{1}{2a} \frac{-k^6 P_2 D_1 D_2 + k^4 I_1 + k^2 I_2 + P_1 \beta_1 \beta_2}{P_7^2 + \omega_0^2 P_6^2} \right], \quad (12)$$

$$\alpha = \frac{1}{2a} \frac{k^4 P_4 D_1 D_2 + k^2 (P_4 P_5 - P_2 P_6) + P_4 \beta_1 \beta_2}{P_7^2 + \omega_0^2 P_6^2}, \quad (13)$$

где $P_7 = k^4 D_1 D_2 + k^2 P_3 + \beta_1 \beta_2$, $I_1 = -P_2 P_5 + P_1 D_1 D_2$, $I_2 = P_5 P_1 - P_2 \beta_1 \beta_2 + v_0^2 P_4 P_6$. Как видно из выражений (12) и (13), $\omega_1 - \omega_0 \sim 1/k$ и $\alpha \sim 1/k^4$, т.е. коэффициент поглощения сильно зависит от волнового числа.

В некоторых случаях взаимодействие упругих деформаций с точечными дефектами происходит гораздо быстрее, чем диффузия, и диффузионные эффекты не успевают проявиться. В этом случае в уравнения следует подставить $D_1 = D_2 = P_2 = P_3 = 0$. Тогда выражения (12) и (13) упрощаются и принимают следующий вид:

$$\omega_1 = \omega_0 \left[1 + \frac{1}{2a} \frac{k^2 v_0^2 [P_1 + P_4 (\beta_1 + \beta_2)] + P_1 \beta_1 \beta_2}{(\beta_1 \beta_2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 (\beta_1 + \beta_2)^2} \right],$$

$$\alpha = \frac{1}{2a} \frac{P_4 \beta_1 \beta_2 - k^2 P_4 v_0^2}{(\beta_1 \beta_2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 (\beta_1 + \beta_2)^2}.$$

Из этих формул видно, что $\omega_1 - \omega_0 \sim k^{-2}$ и $\alpha \sim 1/k^2$.

4. Уравнение Шредингера

Наличие дисперсии и диссипации дает возможность искать решение системы уравнений (2), (3), (6) и (7) в виде квазимонохроматической волны

$$(u_i, n_i) = \frac{1}{2} \left\{ [u_{0i}(x_i), n_{0i}(x_i)] e^{i\theta} + [u'_{0i}(x_i), n'_{0i}(x_i)] e^{2i\theta} + u''_{0i}, n''_{0i} + \text{с.с.} \right\}, \quad (14)$$

где $\theta = \omega t - kx_3$, а u_{0i} и n_{0i} – медленно меняющиеся комплексные амплитуды первой гармоники, однократно штрихованные – комплексные амплитуды второй гармоники, двукратно штрихованные – свободные члены. Исследуется дифракционная задача, когда вклад свободных членов мал, и поэтому ими можно пренебречь [4,5]. Как видно из (14), рассматривается стационарный случай, т.е. амплитуды не зависят от времени.

Нестационарный случай после соответствующей замены переменных переходит в стационарный случай [4,5] и, таким образом, рассмотрение стационарного случая не теряет общности.

Подставляя решение (14) в систему уравнений (2), (3), (6) и (7) и приравнивая к нулю коэффициенты у экспонент, получим новую систему уравнений для амплитуд, которая упрощается, как это описано в [4]. Тогда получится нелинейное уравнение Шредингера следующего вида

$$2ik \frac{\partial u_{03}}{\partial x_3} + (b_1 + ib_2) \Delta_1 u_{03} = (T_1 + iT_2) |u_{03}|^2 u_{03}. \quad (15)$$

Второе слагаемое в уравнении (15) обусловлено дифракцией. Величины b_1 и b_2 содержат все линейные постоянные коэффициенты исходных уравнений. Величины T_1 и T_2 – нелинейные постоянные, куда входят все нелинейные коэффициенты исходных уравнений. Величина T_1 обусловлена нелинейностями, а T_2 обусловлена нелинейным поглощением, которое существенно влияет на устойчивость и фокусирование акустической волны. Они весьма громоздки, поэтому здесь не приводятся.

Условие устойчивости модуляционной волны имеет вид [4,5] $\text{Im} k'_3 \geq 0 (x_3 > 0)$, где k'_3 – волновое число модуляционной волны. Из анализа выражения для k'_3 следует, что, если $2b_2 k_\perp^2 + 2a_1^2 T_2 \geq 0$, то при $k_\perp (b_1^2 + b_2^2) + a_1 (3b_2 T_2 + 2b_1 T_1) > 0$ имеет место устойчивость, а при обратном знаке последнего неравенства – неустойчивость (a_1 – амплитуда модуляционной волны).

Уравнение (15) в рамках теории узких пучков [4,5] дает возможность исследовать фокусирование акустической волны. Например, если исходный фронт

плоский, то имеет место самофокусировка, если $f'(0) = -\frac{1}{2}T_2 a_0^2 k^{-1} < 0$. Отсюда следует, что $T_2 > 0$, здесь a_0 – амплитуда при $x_3 = 0$ и f – безразмерная ширина пучка акустической волны.

Автор выражает благодарность Ю.Г. Санояну за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин.** УФН, **166**, 3 (1996).
2. **О.В. Аргамоновна, В.И. Ерофеев.** Сб. IX Всероссийской научной конференции „Нелинейные колебания механических систем”, 2012, с.84.
3. **Ю.И. Лисиков.** Прикладная механика и техническая физика, **4**, 56 (1984).
4. **А.Г. Багдоев, В.И. Ерофеев, А.В. Шекоян.** Линейные и нелинейные волны в диспергирующих сплошных средах. М., Физматлит, 2009.
5. **А.Г. Багдоев, А.В. Шекоян.** Акустический журнал, **45**, 149 (1999).

ԱՎՈՒՍՏԻԿ ԱԼԻՔՆԵՐ ԿԵՏԱՅԻՆ ԴԵՖԵԿՏՆԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ
Ա.Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Համիլտոնյան ֆորմալիզմի սահմաններում՝ արտածված են կետային դեֆեկտների հետ փոխազդող ակուստիկ ալիքի համար հավասարումներ: Դեֆեկտների փոփոխությունը, հաշվի առնելով դրանց բազմաթիվ փոխազդեցությունները, նկարագրվում են կինետիկ հավասարումներով: Ստացված փակ հավասարումներից արտածված են գծային ալիքի կլանման գործակցի և դիսպերսիայի համար արտահայտություններ: Արտածված են եռաչափ ոչ գծային Շրեդինգերի հավասարումը և հետազոտված են ակուստիկ ոչ գծային ալիքի կայունության և ֆոկուսացման պայմանները:

ACOUSTIC WAVE IN A MEDIUM WITH POINT DEFECTS

A.V. SHEKOYAN

In the framework of Hamiltonian formalism the equations for acoustic wave interacting with point defects are derived. Alterations in the number of defects with regard to their various interactions are described by the kinetic equations. From the obtained closed system of equations the linear coefficient of absorption and dispersion are derived. Nonlinear three-dimensional Schrödinger equation is derived, the stability of nonlinear acoustic wave is investigated and a condition of wave focusing is found.

УДК 537.311

ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ КЕРАМИКИ CuO

С.Т. ПАШАЯН*, А.С. КУЗАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: svetlana1207@yahoo.com

(Поступила в редакцию 30 июля 2014 г.)

Исследовано влияние лазерного излучения на морфологию поверхности, элементный состав и характер температурной зависимости сопротивления керамических образцов оксидов меди, полученных при различных условиях термообработки. Часть из них покрывалась медной пленкой и подвергалась дополнительной термообработке. Установлено, что лазерное облучение, как в вакууме, так и на воздухе приводит к изменению микроструктуры поверхности и потере кислорода в образцах. Дополнительная термообработка с быстрым охлаждением выравнивает концентрацию кислорода в областях, подвергнутых и не подвергнутых лазерному воздействию. При высоких температурах происходит расслоение образцов на слои с различным соотношением меди и кислорода. Обнаружены особенности температурной зависимости сопротивления, являющиеся следствием неоднородности состава и гранулированной структуры образцов.

1. Введение

Соединения на основе оксидов меди уже давно используются в качестве газовых сенсоров [1,2], электрохромных покрытий [3], высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [4,5] и находят ряд других применений в электротехнике, микроэлектронике, материаловедении. С развитием новых технологий область применения оксидов меди значительно расширяется. Система Cu–O считается перспективной и для поиска сверхпроводимости при комнатной температуре. Так, в [6] обнаружено значительное увеличение проводимости монокристаллов CuO, покрытых тонкой пленкой меди и подвергнутых воздействию электрических импульсов. В исследованиях обнаружено ВТСП-подобное падение сопротивления в некоторых образцах CuO при температурах ниже 250K [7]. Состоянию сверхпроводимости в ВТСП предшествует состояние, названное “псевдощелевой фазой”. В работе [8] приводятся данные об аномалиях физических свойств слаболегированных купратов, которые автор связывает с формированием метастабильных связей в сверхпроводящих наноканалах при комнатной температуре. В [9] в качестве связывающего звена между “псевдощелевыми” аномалиями и ВТСП автор рассматривает бозонные страйпы.

Недавно американские ученые заявили о решении загадки ВТСП в купратах [10]. С помощью высокочастотного сканирующего туннельного микроскопа ими изучен переход купратов при различных уровнях легирования кислородом из состояния диэлектрика в сверхпроводник через стадию “псевдощели”. Оксиды меди также применяются как активные слои в фотовольтаических устройствах, их рассматривают в качестве материала для создания солнечных элементов (СЭ) нового поколения [11,12]. Дороговизна выпускаемых сегодня промышленностью СЭ определяется высокой себестоимостью используемых материалов, в частности, кремния и арсенида галлия. В пользу выбора оксидов меди говорят следующие их преимущества: низкая стоимость, широкая распространенность в природе, высокая теплопроводность, термостойкость и нетоксичность [13,14]. Однако в настоящее время стоит задача повышения эффективности СЭ на их основе, поскольку коэффициент преобразования СЭ на основе Cu_2O составляет 3.8%, что намного ниже теоретического – 20% [15,16]. Существуют различные методы создания полупроводникового слоя оксидов меди: термическое окисление, электрохимическое осаждение, осаждение атомного слоя (ALD) и другие [11,17,18].

Известно, что короткие лазерные импульсы могут приводить к модификации поверхности твердых тел, стабилизируя в них метастабильные фазы с необычными физическими свойствами. В течение последних лет нами исследовалось влияние лазерного излучения, термообработки и примесей на микроструктуру, химический состав и электропроводность керамических образцов окиси меди [10,19-22].

Цель настоящей работы состояла в изучении взаимосвязи микроструктуры и химического состава керамики CuO , покрытой пленкой меди, а также в уточнении некоторых полученных ранее экспериментальных данных по температурной зависимости сопротивления $R(T)$ этих образцов.

2. Методика эксперимента

Образцы приготовлены спеканием на воздухе в муфельной печи порошка CuO с чистотой 99.9%. По условиям термообработки они были разделены на 4 серии. Образцы серии *A* подвергались термообработке последовательно при 800°C/40 час, 900°C/40 час, 1000°C/20 час; серии *B* – при 800°C/20 час, 900°C/20 час, 1000°C/20 час; серии *C* – при 900°C/20 час и серии *D* – при 950°C/20 час. Часть образцов CuO в виде таблеток диаметром 8 мм и толщиной 2 мм покрывалась тонкой пленкой меди (99.9%), которая наносилась методом термического напыления. Располагая по кругу образцы на вращающемся диске, в течение 10 минут их подвергали облучению второй гармоникой лазера YAG:Nd^{3+} (длина волны 532 нм, плотность энергии 1 Дж/см², длительность импульса 20 нс, частота 30 Гц) на воздухе или в вакууме 10⁻³ Торр. Данная процедура повторялась при повороте образцов на 90°. На полученных таким

образом пересекающихся лазерных треках проводилось измерение сопротивления образцов. Некоторые из образцов серии *D* подвергались дополнительной термообработке на воздухе с последующим закаливанием от температуры термообработки (T_q) до комнатной. В табл.1 приводятся условия приготовления образцов.

Табл.1. Условия приготовления образцов.

№	Серия	Пленка Cu	Лазерная обработка		№	Серия	Пленка Cu	Лазерная обработка		T_q , °C
			воздух	вакуум				воздух	вакуум	
1	A		+		15	C	+		+	
2	A			+	16	C	+	+		
3	A				17	D				
4	A	+			18	D		+		600
5	A	+	+		19	D		+		
6	A	+		+	20	D		+		800
7	A	+			21	D		+		400
8	A				22	D				800
9	B			+	23	D				600
10	B		+		24	D				400
11	B	+		+	25	D			+	
12	B	+	+		26	D			+	800
13	C			+	27	D			+	600
14	C		+		28	D			+	400

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Исследование микроструктуры и химического состава поверхности образцов

Морфология поверхности полученных образцов исследовалась сканирующим электронным микроскопом VEGA TS5130MM. На рис.1 представлена микроструктура поверхности подвергнутых и не подвергнутых лазерной обработке образцов. Образцы состоят из гранул, размеры которых достигают десятков микрон (рис.1a). На рис.1b можно наблюдать лазерные треки шириной 30 мкм, а по бокам – капли вещества размером ~1 мкм, выброшенного лазерным излучением из канавки. Отметим, что в результате обработки более широким лазерным лучом гранулы сплавляются и четких границ между гранулами уже не наблюдается, однако поры в них сохраняются (рис.1c).

Анализ результатов сканирующей электронной микроскопии показал, что термообработка при температурах 800–1000°C не изменяет микроструктуру поверхностного слоя образца. На морфологию поверхности не оказывает влия-

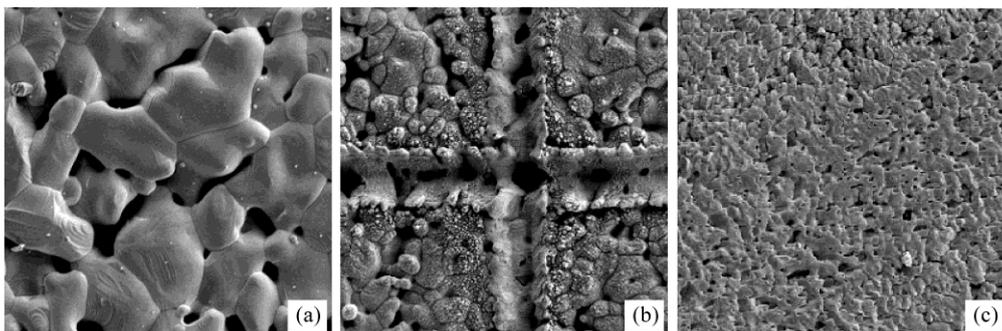


Рис.1. Микроструктура поверхности образцов: (а) – образец 1 вне лазерного трека, увеличение 2000х; (b) – образец 1 лазерные треки, 1000х; (с) – образец 10 лазерный трек, 1000х.

ние процесс закаливания образцов и атмосфера, в которой производилась лазерная обработка.

Для исследования химического состава образцов проводился рентгеновский микроанализ с использованием системы INCA Energy 300. Данные по содержанию элементов в образцах серии *D*, подвергнутых лазерному облучению и закаленных от различных температур, представлены в табл.2.

Табл.2. Содержание элементов в образцах серии *D*, подвергнутых лазерному облучению.

№ образца	Условия синтеза		Содержание элементов, вес%				
	Лазерная обработка	$T_q, ^\circ\text{C}$	На треке		Вне трека		O – O'
			Cu	O	Cu'	O'	
18	воздух	600	83.11	16.89	84.2	15.8	1.09
19	воздух	–	85.7	14.3	83.8	16.2	–1.9
20	воздух	800	83.02	16.98	83.7	16.3	0.68
21	воздух	400	83.73	16.27	84.0	16.0	0.27
25	вакуум	–	85.19	14.81	82.75	17.25	–2.44

Анализ элементного состава проводился на лазерных треках и вне их. Как для кислорода, так и для меди точность анализа составляла ± 0.3 вес%. Из приведенных данных видно, что максимальное содержание кислорода в образцах составляет 17.25 вес%, что значительно меньше стехиометрического значения для CuO – 20.11 вес%. В соответствии с фазовой диаграммой системы Cu-O [23], при таком содержании кислорода образцы в твердом состоянии должны состоять из смеси двух фаз ($\text{Cu}_2\text{O} + \text{CuO}$), что свидетельствует о содержании в них ионов Cu^{2+} и Cu^+ . Поэтому в дальнейшем изложении мы будем использовать для наших образцов обозначение CuO_x , где $x < 1$.

Минимально зарегистрированное содержание кислорода в исследуемых образцах составляет 14.3 вес%, что соответствует значению $x = 0.65$. Как показано в [24], уменьшение содержания кислорода в CuO возможно при высокотемпературной термообработке. Согласно нашим данным, имеет место большая разница в содержании кислорода на лазерном треке и вне его (O – O') для образцов 25 (-2.44) и 19 (-1.9). В случае образцов 18, 20 и 21, подвергнутых дополнительной термообработке и закаливанию, эта разница положительна и не велика, причем для образца 21, подвергнутого дополнительной термообработке при наименьшей температуре закалывания 400°C, минимальна. Из приведенных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы: во-первых, изменение микроструктуры поверхности в результате воздействия лазерного излучения не оказывает сильного влияния на результаты анализа, в частности, для образцов 19 и 25 в области лазерного воздействия концентрация кислорода уменьшается, в то время как после дополнительной термообработки в этой же области (образцы 18, 20 и 21) наблюдается увеличение концентрации кислорода; во-вторых, уменьшение концентрации кислорода на лазерных треках происходит при воздействии излучения как в вакууме 10^{-3} Торр (образец 25), так и на воздухе (образец 19); в-третьих, увеличение концентрации кислорода на лазерных треках зависит от температуры дополнительной термообработки образцов, с которой проводилось их закалывание.

Для понимания того, насколько верны данные рассуждения, нами были синтезированы новые образцы при более высоких температурах термообработки (900, 1000 и 1100°C). В [22] рассмотрены особенности влияния импульсного лазерного излучения на их химический состав и электропроводящие свойства. Проведенный анализ элементного состава поперечных срезов показывает, что при достаточно высоких температурах (1100°C) наблюдается расслоение образцов. Это хорошо иллюстрируют рис.2 и данные рентгеновского микроанализа, приведенные в табл.3.

Табл.3. Данные рентгеновского микроанализа поперечного среза образцов.

Область анализа	O, вес%	Cu, вес%	Cu/O
1 (рис.3а)	22.68	77.32	3.4
2 (рис.3а)	22.62	77.38	3.4
1 (рис.3б)	12.48	87.52	7.0
2 (рис.3б)	2.89	97.11	33.6
3 (рис.3б)	8.09	91.91	11.4

Из табл.3 и рис.2а видно, что отношение Cu/O в областях анализа 1 и 2 для образца, спеченного при температуре 900°C (рис.3а), примерно одинаково и соответствует обогащенной кислородом фазе CuO. Причем, практически не

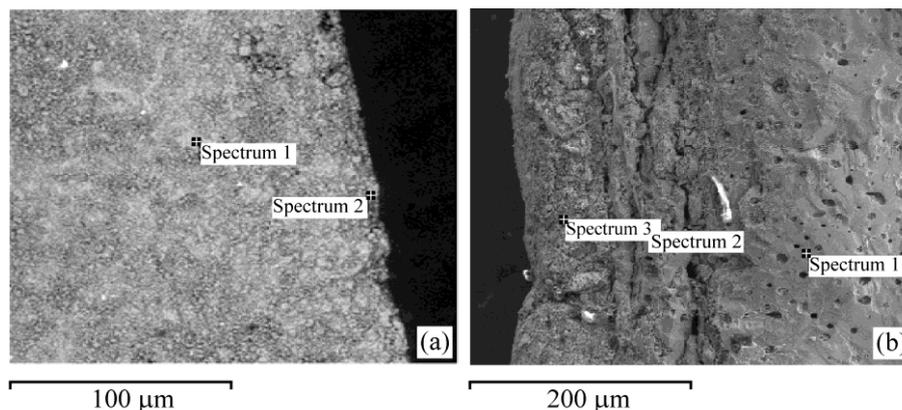


Рис.2. Области анализа поперечных срезов образцов, синтезированных при (a) $T = 900^{\circ}\text{C}$, увеличение 1000х (точка 2 под лазерным треком) и (b) $T = 1100^{\circ}\text{C}$, увеличение 500х.

отличаются составы образца под лазерным треком на глубинах нескольких мкм от поверхности (область 2) и ~ 90 мкм (область 1). Можно сделать вывод, что воздействие лазерного излучения на элементный состав образцов ощутимо лишь в тонком приповерхностном слое, а по глубине образца химический состав не изменяется.

От описанных выше образцов значительно отличаются те, которые подвергались термообработке при высокой температуре (1100°C). Как микроструктура поперечного среза (рис.2b), так и данные табл.3 свидетельствуют о расслоении образца. Анализ состава среза на глубине ~ 246 мкм (область 1), ~ 115 мкм, (область 2) и ~ 35 мкм (область 3) выявил значительное различие содержания меди и кислорода. Так, в области 2 содержание меди значительно больше, и отношение Cu/O составляет 13.6.

Очевидно, что в результате термообработки образцов при высоких температурах образуется многослойная структура. Подобная картина реализуется и при лазерной обработке на глубинах порядка нескольких микрон. Микроанализ поверхности лазерного трека дает усредненную картину данного слоя, так как глубина образования характеристического рентгеновского излучения при энергодисперсионном рентгеновском микроанализе составляет те же несколько микрон.

3.2. Исследование температурной зависимости сопротивления образцов

Измерение температурной зависимости сопротивления $R(T)$ проводилось четырехзондовым методом в температурном интервале 300–80К в атмосфере азота. Контакты на образцы наносились серебряной пастой. В зависимости от условий спекания и дальнейшей обработки на кривых $R(T)$ некоторых образцов наблюдаются особенности при температурах 130–280К в виде макси-

мумов и минимумов сопротивления. В работе [7] было предложено объяснение наблюдаемых особенностей на основе данных элементного состава образцов. Как лазерное воздействие, так и термообработка при высоких температурах изменяют соотношение меди и кислорода в образцах. Это позволяет считать полученные образцы неоднородными, следовательно, возможно существование в них 2-х фаз с различным ходом зависимости $R(T)$: одна с полупроводниковым характером зависимости $R(T)$, а другая – ВТСП-подобным. Можно считать, что сумма этих двух кривых дает нам наблюдаемую картину с минимумом на зависимости $R(T)$ при достаточно высоких температурах.

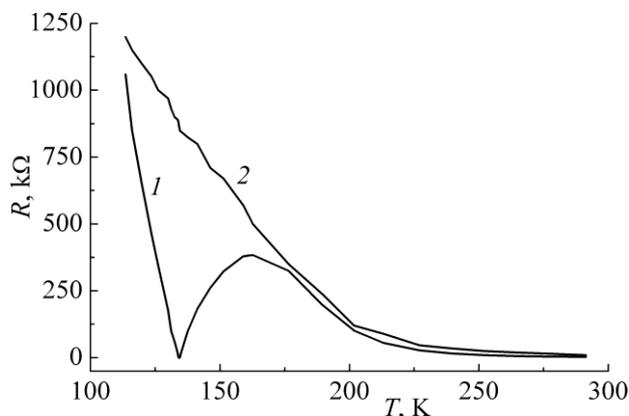


Рис.3. Зависимость $R(T)$ образца 15 (серия С): кривая 1 – первое измерение, кривая 2 – повторное измерение по прошествии 18 месяцев.

Это объяснение подтверждается приведенными выше данными по расслоению образцов. Однако оно не является единственно возможным, поскольку электропроводность рассматриваемых образцов находится в тесной связи с электрическими свойствами поверхностей раздела: выпрямительным действием, вентильным фотоэффектом, контактным потенциалом, термоэлектрическим эффектом и т. д. Эти факторы следует иметь в виду при измерениях образцов, спрессованных из порошка и имеющих гранулированную структуру. При этом проводимость самих гранул и контактов между ними может отличаться значительно.

В работе [24] приводятся данные об аномальном поведении зависимостей $R(T)$ для отожженных в кислороде монокристаллов CuO , у которых наблюдалось падение сопротивления при 150–160К. Наиболее ярко выражены аномалии на кривых для кристаллов, отожженных в кислороде при 200°C и 400°C. Такая термообработка слегка повышает содержание кислорода в кристаллах и, как следствие, значительно увеличивает концентрацию дырок. Изменение соотношения Cu/O в исследованных нами образцах происходит как в

результате различных термообработок, так и под воздействием лазерного излучения.

Проведенные нами по истечении продолжительного времени повторные измерения для некоторых из ранее исследованных образцов Cu/CuO выявили временную неустойчивость характера зависимости $R(T)$. Наблюдаемые ранее максимумы и минимумы сопротивления при проведении повторных измерений больше не наблюдались (рис.3). Более тщательно были изучены образцы, на зависимости $R(T)$ которых особенности сохранились. Помимо сопротивления $R(T)$ измерялись также пропускаемый через образец ток I и возникающий на нем потенциал U (рис.4). Зависимость $R(T)$ имеет минимум сопротивления при температуре 270К. С другой стороны, с понижением температуры возникающий на образце потенциал изменяет свой знак (рис.4b). Температура изменения знака потенциала совпадает с минимумом зависимости $R(T)$. Эти результаты можно объяснить, предполагая, что на образцах изначально имелся какой-то “фиксированный” потенциал, который и является причиной изменения знака. Очевидно, что появление этого потенциала связано с внешним воздействием на неоднородные образцы. Если к измеренному значению потенциала U во всем температурном диапазоне прибавить некоторое фиксированное значение U_0 так, чтобы $U + U_0$ было бы положительным, то можно рассчитать сопротивление

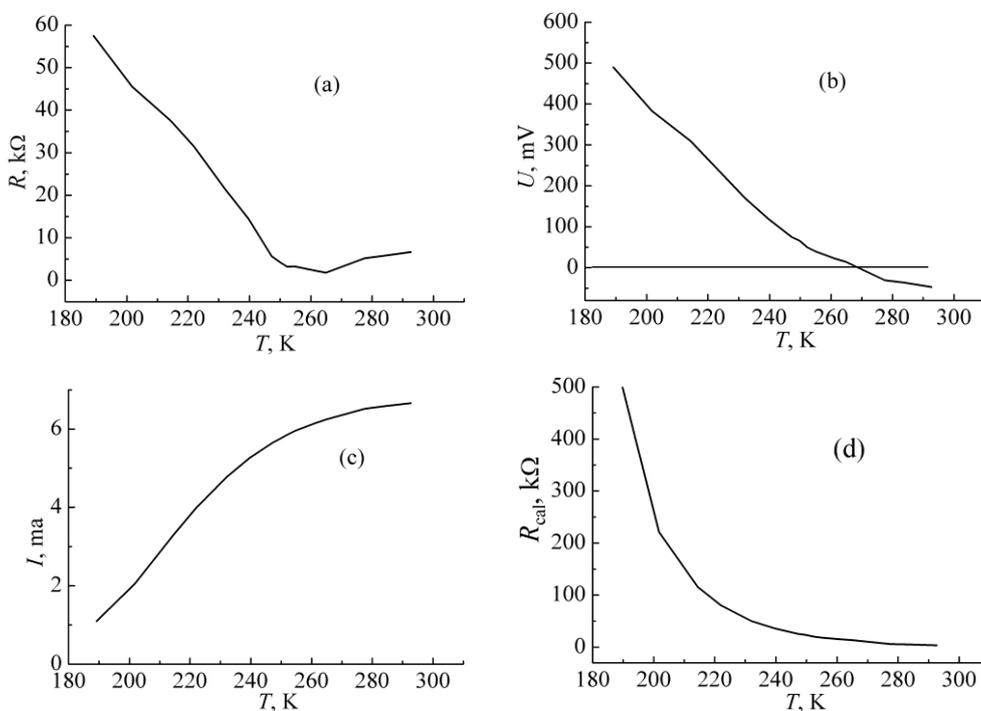


Рис.4. Температурные зависимости электрических характеристик образца 27 (серия D): (a) – сопротивление, измеренное омметром, (b) – потенциал на образце, (c) – ток, (d) – рассчитанное сопротивление.

образца по формуле $R_{\text{cal}} = (U + U_0)/I$. Зависимость $R_{\text{cal}}(T)$ имеет обычный полупроводниковый характер (рис.4d) и значительно отличается от зависимости на рис.4а.

Проведенный анализ позволяет заключить, что данные, полученные с помощью омметра, могут расходиться с реальными значениями сопротивления образцов. Выявленные особенности температурной зависимости сопротивления образцов CuO_x/Cu являются следствием их гранулированности и неоднородности состава многослойных структур.

4. Заключение

Таким образом, проведенные нами исследования керамических образцов CuO_x и сравнение с ранее полученными данными позволяют сделать следующие выводы. Лазерное излучение приводит к изменению микроструктуры поверхности образцов: поверхность оплавляется, между гранулами нет четких границ, однако поры в образцах при этом сохраняются. Лазерное воздействие на образцы сопровождается потерей кислорода в них независимо от атмосферы, в которой оно осуществлялось. Дополнительная термообработка с последующим быстрым охлаждением выравнивает концентрацию кислорода в областях образцов, подвергнутых и не подвергнутых лазерному воздействию. При высоких температурах термообработки происходит расслоение образцов. Скорее всего, подобная картина реализуется и при лазерной обработке, но на глубине, не превышающей несколько микрон от поверхности зоны облучения. В зависимости от условий спекания и дальнейшей обработки на кривых $R(T)$ некоторых образцов в температурном диапазоне 130–280К наблюдаются особенности в виде минимумов. Их появление обусловлено изменением знака потенциала на образце, вызванного наличием в нем некоторого “фиксированного потенциала”. Особенности зависимости $R(T)$ образцов являются следствием неоднородности их состава и гранулированной структуры. По прошествии длительного времени отмеченные особенности зависимости $R(T)$ исследованных образцов не сохраняются. Для более строгой интерпретации полученных результатов необходимо сравнение с данными аналогичных исследований монокристаллических образцов.

Авторы выражают благодарность В.Т. Татояну и В.С. Кузаныну за помощь в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.S. Anderson, N.N. Greenwood.** Proc. R. Soc. Lond. A, **215**, 353 (1952).
2. **L. Liao, B. Yan, Z. Zheng, Q.L. Bao, C.M. Li, Z.X. Shen, J.X. Zhang, H. Gong, J.C. Li, T. Yu.** Nanotechnology, **20**, 085203 (2009).
3. **T.I. Richardson.** Solid State Ionics, **165**, 305 (2003).
4. **J.G. Bednorz, K.A. Mueller.** Z. Phys., **В 64**, 189 (1986).

5. **J. Li, G. Vizkelethy, P. Revesz, J.W. Mayer.** J. Appl. Phys., **69**, 1020 (1991).
6. **В.В. Осипов, И.В. Кочев, С.В. Наумов.** ЖЭТФ, **93**, 1082 (2001).
7. **A. Kuzanyan, V. Petrosyan, V. Tatoyan, V. Kuzanyan, V. Nikoghosyan, V. Vardanyan, S. Pilosyan, A. Gulian.** Proc. SPIE, **7998**, 67 (2011).
8. **A.V. Mitin.** J. Supercond. Nov. Magn., **20**, 591 (2007).
9. **А.В. Митин.** Известия РАН. Сер. Физич., **73**, 1122 (2009).
10. **Y. He, Y. Yin, M. Zech, et al.** Science, **344**, 608 (2014).
11. **Zh. Wang, Y. Liu, D.J. Martin, W. Wang, J. Tang, W. Huang.** Phys. Chem. Chem. Phys., **15**, 14956 (2013).
12. **K. Akimoto, S. Ishizuka, M. Yanagita, Y. Nawa, G.K. Paul, T. Sakurai.** Solar Energy, **80**, 715 (2006).
13. **О.Н. Abd-Elkader, N.M. Deraz.** Int. J. Electrochem. Sci., **8**, 8614 (2013).
14. **S. Noda, H. Shima, H. Akinaga.** J. Phy. Conf. Ser., **433**, 012027 (2013).
15. **A. Mittiga, E. Salsa, F. Sarto, M. Tucci, R. Vasanthi.** Applied. Physics. Letters, **88**, 163502 (2006).
16. **T. Minami, Y. Nishi, T. Miyata, J.I. Nomoto.** Appl. Phys. Express, **4**, 062301 (2011).
17. **K. Fujimoto, T. Oku, T. Akiyama, A. Suzuki.** J. Phys.: Conf. Ser., **433**, 012024 (2013).
18. **I.G. Casella, M. Gaffa.** Electroanal. Chem., **494**, 12 (2000).
19. **A.S. Kuzanyan, G.R. Badalyan, V.S. Kuzanyan, V.R. Nikogosyan, S.Kh. Pilosyan, V.M. Nesterov.** Quantum Electronics, **41**, 619 (2011).
20. **A.S. Kuzanyan, S.T. Pashayan, V.T. Tatoyan, V.R. Nikoghosyan, V.S. Kuzanyan, V.H. Vardanyan, V.M. Nesterov, S.Kh. Pilosyan, A.Z. Grasyuk.** Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser., **15**, 161 (2012).
21. **А.С. Кузаян, С.Т. Пашаян, В.Т. Татоян.** Изв. НАН РА, Физика, **49**, 44 (2014).
22. **С.Т. Пашаян.** Электроника-инфо, **5**, 28 (2014).
23. **L. Schramm, G. Behr, W. Löser, K. Wetzig.** Phase Equil. Diffus., **26**, 605 (2005).
24. **X.G. Zheng, N. Tsutsumi, S. Tanaka, M. Suzuki, C.N. Xu.** Physica C, **321**, 67 (1999).

CuO CERAMICS: FEATURES OF THE MICROSTRUCTURE
AND OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE RESISTANCE

S.T. PASHAYAN, A.S. KUZANYAN

The effect of laser radiation on the surface morphology, elemental composition and the nature of temperature dependence on the resistance of copper oxide ceramic samples obtained under different conditions of heat treatment has been investigated. Some of the samples were covered by copper film and subjected to further heat treatment. It is found that the laser irradiation in air as well as in vacuum leads to a change in the microstructure of the surface and loss of oxygen in the samples. Additional heat treatment with rapid cooling aligns the oxygen concentration in the radiated and non-radiated samples areas. Layer separation of samples with different ratios of copper and oxygen occurs at heat treatment with high temperatures. The features of temperature dependence of the resistance which are result of inhomogeneous composition and granular structure in samples were found.

УДК 541.14

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ МИКРОСФЕР, ПОЛУЧЕННЫХ ТВЕРДОФАЗНЫМ ПИРОЛИЗОМ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

А.С. МАНУКЯН^{1*}, А.А. МИРЗАХАНЯН¹, Р.Д. ХАЧАТУРЯН¹,
А.Т. ГЮЛАСАРЯН¹, А.Н. КОЧАРЯН², Ю.И. ЮЗЮК³, Э.Г. ШАРОЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Калифорнийский государственный университет, Лос-Анджелес, США

³Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

*e-mail: aman@ipr.sci.am

(Поступила в редакцию 20 января 2015 г.)

Путем твердофазного пиролиза полиэтилена и безметалльного фталоцианина получены углеродные микросферы со средним диаметром 3–3.5 мкм. Морфология, структура и магнитные свойства образцов исследованы с помощью электронной микроскопии, рамановской спектроскопии, магнитометрии и электронного парамагнитного резонанса. Микросферы состоят из графитовых нанокристаллитов с продольными размерами 10–15 нм. В образцах обнаружен сильный парамагнетизм, причем в случае пиролиза безметалльного фталоцианина он примерно в 3 раза сильнее ($\sim 5 \times 10^{19}$ спин/г), что обусловлено неспаренными спинами примесных атомов азота.

1. Введение

Углеродные нано- и микросферы представляют большой интерес как с научной точки зрения, так и в связи с возможными применениями [1-3]. В частности, они могут быть использованы в биомедицине, катализе, в газовых и жидкостных фильтрах, в топливных элементах, суперконденсаторах, композитных материалах и т.п.

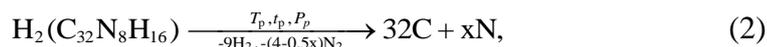
В зависимости от метода синтеза и прекурсора углеродные сферы могут иметь различную внутреннюю структуру и физические свойства [3-8]. В нашей предыдущей работе [9] методом твердофазного пиролиза из безметалльного фталоцианина (БМФ) $\text{H}_2\text{C}_{32}\text{N}_8\text{H}_{16}$ были получены углеродные микросферы с диаметром ~ 3 мкм, имеющие сильный сигнал электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Поскольку в образцах кроме углерода имеется и некоторое количество азота (5–10 ат%), то одной из причин парамагнетизма могут быть нескомпенсированные спины, возникающие при замещении атомов углерода азотом. С целью более глубокого исследования структуры и магнитных характеристик полученных микросфер в настоящей работе проведено сравнение их свойств с данными углеродных микросфер, синтезированных тем же методом

из чисто углеродного прекурсора – полиэтилена. Показано, что наличие примеси азота значительно влияет как на структуру, так и на магнитные свойства микросфер.

2. Методика эксперимента

Образцы микросфер были синтезированы методом твердофазного пиролиза органических и металлоорганических соединений, описанным в наших работах [9-11]. Ранее этим способом были получены нанокompозиты Ni/C, Cu/C и наносплавы Ni_{1-x}Cu_x в различных углеродных матрицах [10-13]. Данный метод отличается простотой, одностадийностью и большим выходом конечного продукта.

В настоящей работе предварительно очищенные прекурсоры – БМФ и полиэтилен (ПЭ), помещались в кварцевые ампулы объемом ~100 см³ и запаивались при давлении ~10⁻⁶ МПа. При быстром нагреве ампул до температуры выше 600°C происходят следующие реакции разложения прекурсоров:



где $0 \leq x \leq 8$ есть количество атомов азота (из одной молекулы), вошедших в углеродную матрицу. Здесь T_p – температура пиролиза, t_p – время пиролиза, P_p – самогенерированное давление газов в ампуле. Нами были выбраны условия пиролиза $T_p = 700^\circ C$, $t_p = 30$ мин, при которых распределение микросфер по размерам получается наиболее узким. Очевидно, что при $x = 3-4$ средняя концентрация азота составляет ~10 ат%. Таким образом, основное различие между образцами заключается в том, что при твердофазном пиролизе ПЭ получается чисто углеродный материал, а в продуктах пиролиза (ПП) БМФ имеется также некоторое количество атомов азота.

Структура, морфология и элементный состав образцов исследовались с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Vega TS 5130 MM (TESCAN) с приставкой для энергодисперсионного рентгеновского микроанализа INCA Energy 300, просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) JEM-2100 и рамановского спектрометра Renishaw InVia Reflex, с длиной волны возбуждающего излучения 514.5 нм. Магнитные характеристики углеродных микросфер измерялись на вибрационном магнитометре (VSM, Quantum Design) в магнитных полях до 60 кЭ и на ЭПР спектрометре X-диапазона при 300К.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 представлены СЭМ изображения полученных образцов. Видно, что средние размеры углеродных микросфер составляют ~3 мкм для ПП ПЭ и ~3.5 мкм для ПП БМФ. Элементный анализ показал, что ПП ПЭ состоят только из углерода, а в ПП БМФ кроме углерода содержится ~10 ат% азота.

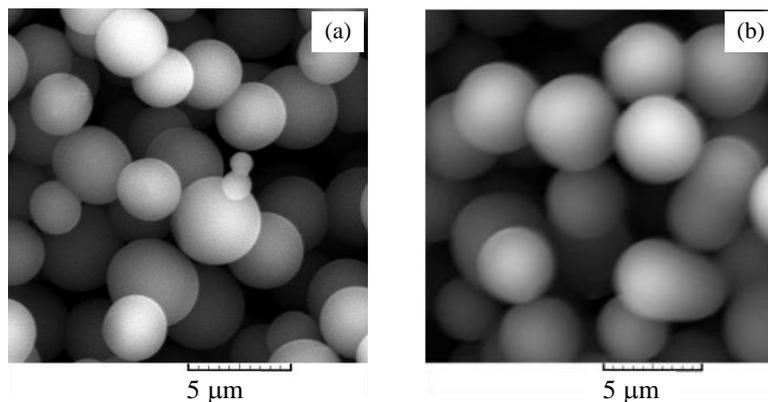


Рис.1. СЭМ изображения углеродных микросфер: (а) ПП ПЭ и (б) ПП БМФ.

ПЭМ изображения ПП БМФ, показанные на рис.2, согласуются с данными СЭМ. Видно, что микросферы являются сплошными (заполненными). При большом увеличении (рис.2, справа) видно, что поверхность микросфер достаточно гладкая и размеры пор не превышают 1 нм.

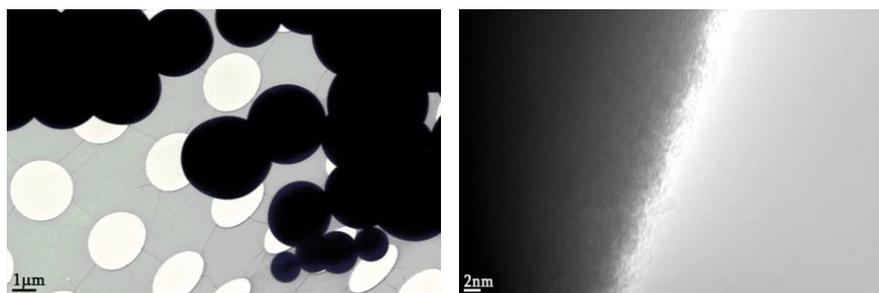


Рис.2. ПЭМ изображения углеродных микросфер, полученных твердофазным пиролизом БМФ.

Из рамановских спектров, приведенных на рис.3, видно, что “графитовый” G-пик на $\sim 1600 \text{ см}^{-1}$ и “дефектный” D-пик на $\sim 1350 \text{ см}^{-1}$ существенно отличаются для двух образцов. В частности, разлагая спектры на отдельные гауссовы компоненты для D- и G-пиков и учитывая, что отношение интенсивностей $I(G)/I(D)$ пропорционально среднему продольному размеру (в плоскости ab) графитовых нанокристаллитов (см. формулы из работ [14–16]), можно оценить эти размеры для ПП ПЭ ($\sim 15 \text{ нм}$) и ПП БМФ ($\sim 10 \text{ нм}$). Наличие примеси азота в ПП БМФ приводит к значительному уширению рамановских D- и G-пиков, уменьшению отношения $I(G)/I(D)$ и средних продольных размеров нанокристаллитов. Очевидно, что все это обусловлено увеличением разупорядоченности в ПП БМФ и уменьшением степени графитации нанокристаллитов. Отметим, что похожая зависимость наблюдалась и в спектрах рентгеновской дифракции данных образцов, где брэгговский пик от графитовых плоскостей (002) в ПП БМФ гораздо шире [9].

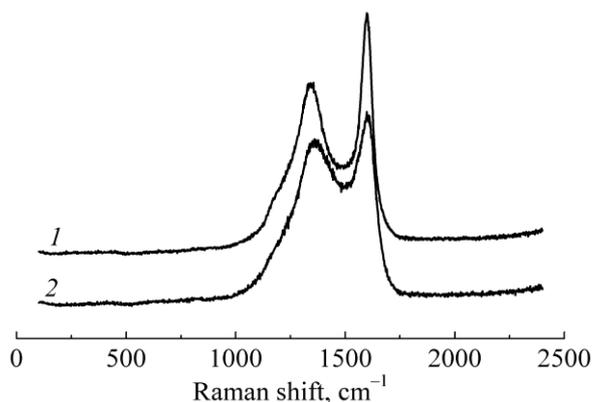


Рис.3. Рамановские спектры углеродных микросфер: (кривая 1) ПП ПЭ и (кривая 2) ПП БМФ.

Из экспериментальных зависимостей намагниченности образцов, полученных с помощью вибрационного магнитометра, следует, что наряду с диамагнетизмом (восприимчивость $\sim 10^{-4}$ едм/гЭ) в микросферах имеется достаточная концентрация парамагнитных центров: $\sim 3 \times 10^{19}$ спин/г в ПП БМФ и $\sim 8 \times 10^{18}$ спин/г в ПП ПЭ.

Существенную информацию о магнитных свойствах образцов дают спектры ЭПР, полученные при 300К (рис.4). При довольно близких значениях g -факторов двух материалов ($g \approx 2.0031$) видна значительная разница как в ширине линий ($\Delta H = 0.8$ Э для ПП БМФ и 2 Э для ПП ПЭ), так и в интенсивности линий (отношение $I_{\text{ПП БМФ}}/I_{\text{ПП ПЭ}} \approx 3$). Очевидно, что имеет место более сильное обменное сужение линий в ПП БМФ, связанное с высокой концентрацией парамагнитных центров ($c \approx 5 \times 10^{19}$ спин/г). На наш взгляд, эта разница объясняется наличием примесных атомов азота, которые увеличивают концентрацию неспаренных спинов в ПП БМФ и приводят к более сильному обменно-

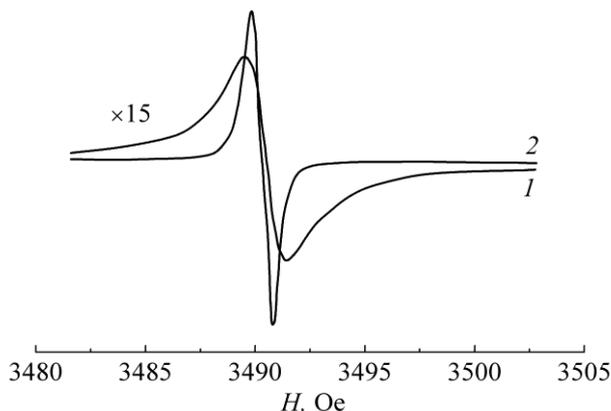


Рис.4. Спектры ЭПР ПП ПЭ (кривая 1) и ПП БМФ (кривая 2), измеренные при 300К.

му сужению ЭПР линии. Эти данные находятся в согласии с вышеприведенным анализом рамановских спектров. Учитывая высокую устойчивость обоих материалов на воздухе и узкую ширину резонансных линий, можно их использовать в качестве эталонов интенсивности для ЭПР спектрометров.

4. Заключение

Методом твердофазного пиролиза органических соединений нами синтезированы углеродные микросферы с различной степенью графитации и различными магнитными характеристиками. Определены средние продольные размеры графитовых нанокристаллитов, входящих в состав микросфер, а также концентрации парамагнитных центров в них. Показано, что парамагнитные свойства в ПП БМФ гораздо сильнее, чем в ПП ПЭ, что обусловлено большей концентрацией неспаренных спинов из-за примесных атомов азота. На наш взгляд, подбором оптимальных условий пиролиза, а также других прекурсоров можно увеличить концентрацию магнитных центров и получить высокотемпературный ферромагнетизм в углеродных микросферах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта № SCS 13-1C090.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. Inagaki**. *New Carbons. Control of Structure and Functions*. Amsterdam, 2000.
2. **K.C. Hwang**. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 374001 (2010).
3. **J. Liu, P. Tian, J. Ye, et al.** *Chem. Lett.*, **38**, 948 (2009).
4. **Y.-Z. Mi, Y.-L. Liu**. *New Carbon Materials*, **24**, 375 (2009).
5. **R. Alcantara, G.F. Ortiz, P. Lavela, et al.** *Chem. Mater.*, **18**, 2293 (2006).
6. **J.Y. Miao, D.W. Hwang, K.V. Narasimhulu, et al.** *Carbon*, **42**, 813 (2004).
7. **W.G. Pol, M. Matiei, A. Gedanken, et al.** *Carbon*, **42**, 111 (2004).
8. **X. Yang, C. Li, W. Wang, B. Yang, S. Zhang, Y. Qian**. *Chem. Commun.*, 342 (2004).
9. **А.С. Манукян, А.А. Мирзаханян, Т.К. Хачатрян, Г.Р. Бадалян, Г.М. Арзуманян, Э.Г. Шароян**. *Изв. НАН Армении, Физика*, **48**, 63 (2013).
10. **А.С. Манукян, А.А. Мирзаханян, Г.Р. Бадалян, Г.О. Ширинян, Э.Г. Шароян**. *Изв. НАН Армении, Физика*, **45**, 202 (2010).
11. **A.S. Manukyan, A.A. Mirzakhanyan, G.R. Badalyan, G.H. Shirinyan, A.G. Fedorenko, N.V. Lianguzov, Yu.I. Yuzyuk, L.A. Bugaev, E.G. Sharoyan**. *J. Nanopart. Res.*, **14**, 982 (2012).
12. **А.С. Манукян, А.А. Мирзаханян, Т.К. Хачатрян, Г.Р. Бадалян, К.Г. Абдулвахидов, Л.А. Бугаев, Э.Г. Шароян**. *Изв. НАН Армении, Физика*, **47**, 442 (2012).
13. **A.S. Manukyan, A.A. Mirzakhanyan, T.K. Khachatryan, R.D. Khachatryan, G.R. Badalyan, E.G. Sharoyan**. *Armenian J. Physics*, **6**, 61 (2013).
14. **A.C. Ferrari, J. Robertson**. *Phyl. Trans. Roy. Soc. (London) A*, **362**, 2477 (2004).
15. **L.G. Cancado, K. Takai, T. Enoki, et al.** *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 163106 (2006).
16. **L.G. Cancado, K. Takai, T. Enoki, et al.** *Carbon*, **46**, 272 (2008).

ՕՐԳԱՆԱԿԱՆ ՄԻԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԻՆԴ-ՖԱԶԱՅԻՆ ՊԻՐՈԼԻԶՈՎ ՍՏԱՑՎԱԾ
ԱԾԽԱԾՆԱՅԻՆ ՄԻԿՐՈԳՆԴԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ
ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.Ս. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ա.Ա. ՄԻՐԶԱԽԱՆՅԱՆ, Ռ.Դ. ԽԱԶԱՏՈՒՐՅԱՆ,
Ա.Տ. ԳՅՈՒԼԱՍԱՐՅԱՆ, Ա.Ն. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, ՅՈՒ.Ի. ՅՈՒԶՅՈՒԿ, Է.Գ. ՇԱՌՈՅԱՆ

Պղիեթիլենի և անմետաղ ֆտալոցիանինի պինդ-ֆազային պիրոլիզով ստացված են 3–3.5 մկմ միջին տրամագծով ածխածնային միկրոգնդեր: Նմուշների ձևաբանությունը, կառուցվածքը և մագնիսական հատկությունները հետազոտված են էլեկտրոնային մանրադիտակներով, ռամանյան սպեկտրաչափությամբ, մագնիսաչափության և էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսի մեթոդներով: Ցույց է տրված, որ միկրոգնդերը կազմված են գրաֆիտային նանոբյուրեղներից, որոնց երկայնական չափերը 10–15 նմ են: Նմուշներում հայտնաբերված է ուժեղ պարամագնիսականություն, որը անմետաղ ֆտալոցիանինի պիրոլիզի դեպքում մոտավորապես 3 անգամ ավելի ուժեղ է ($\sim 5 \times 10^{19}$ սպին/գ) ինչը պայմանավորված է ազոտի խառնուկային ատոմների չզույգված սպիններով:

STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF CARBON MICROSPHERES
PREPARED BY SOLID-PHASE PYROLYSIS OF ORGANIC COMPOUNDS

A.S. MANUKYAN, A.A. MIRZAKHANYAN, R.D. KHACHATURYAN,
A.T. GYULASARYAN, A.N. KOCHARIAN, Yu.I. YUZYUK, E.G. SHAROYAN

We have prepared carbon microspheres with a mean diameter 3–3.5 μm by solid-phase pyrolysis of polyethylene and metal-free phthalocyanine. Morphology, structure and magnetic properties of samples were investigated with electron microscopy, Raman spectroscopy and electron paramagnetic resonance. Carbon microspheres consist of graphitic nanocrystallites with longitudinal sizes 10–15 nm. A strong paramagnetism is revealed in samples; in the case of pyrolysis of metal-free phthalocyanine it is 3 times higher ($\sim 5 \times 10^{19}$ spin/g) which is caused by the unpaired spins of impurity nitrogen atoms.

УДК 669.017

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$

Э.В. АГАБАБЯН, Н.П. АРУТЮНЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

* e-mail: harnorik@rambler.ru

(Поступила в редакцию 31 октября 2014 г.)

Исследована намагниченность магнитоупорядоченных соединений в системе $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с частичным замещением атомов кремния и германия изовалентными атомами олова. Из температурных и полевых зависимостей намагниченности сплавов $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с $2x = 0-0.1$ определены максимальные изменения магнитной части энтропии ΔS_M^{\max} сплавов. Установлено, что при легировании сплавов оловом значения температуры Кюри T_c и ΔS_M^{\max} сплавов возрастают. Наблюдается почти двукратное увеличение ΔS_M^{\max} при увеличении T_c на $\Delta T_c \approx 15$ К. Полученные данные свидетельствуют о том, что вышеуказанные соединения обладают высоким магнитокалорическим эффектом и перспективны для использования в качестве рабочего вещества в магнитных рефрижераторах.

1. Введение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) в магнитоупорядоченных материалах (ферро- и антиферромагнетиках) обусловлен максимальным изменением магнитной части энтропии ΔS_M^{\max} рабочего тела, возникающим при изменении внешнего магнитного поля в рабочем диапазоне температур. Благодаря обнаружению значительных величин калорических эффектов в области фазовых переходов типа порядок–беспорядок методы охлаждения на основе МКЭ в настоящее время рассматриваются в качестве конкурентоспособных по отношению к традиционным методам охлаждения в широком интервале температур. Известно, что максимум величины ΔS_M^{\max} ферромагнетиков достигается в окрестности температуры перехода ферромагнетизм–парамагнетизм. Следовательно, точка Кюри T_c материалов, из которых изготовлено рабочее тело холодильника, работающего, например, в области комнатных температур, должна лежать вблизи $T_c = 293$ К. Такими свойствами обладают сплавы тяжелых редкоземельных металлов на основе гадолиния [1-3].

В работе [4] показано, что эффективным магнитокалорическим материалом, по сравнению с Gd, является соединение $Gd_5Si_2Ge_2$ с гигантским МКЭ при $T_c = 262$ К. Отметим, что ΔS_M^{\max} вышеуказанного соединения значительно превышает ΔS_M^{\max} в Gd. Так, например, в магнитном поле 0–1.0 Т ΔS_M^{\max} в Gd ($T_c = 293$ К) составляет 3.2 Дж/кг К, в то время как в $Gd_5Si_2Ge_2$ – 8.1 Дж/кг К. Исполь-

зование чистого $Gd_5Si_2Ge_2$ в качестве хладагента в области температур $T \geq 262K$ недостаточно эффективно, так как максимум температурной зависимости $\Delta S_M^{max}(T)$ должен находиться в интервале температур выше точки Кюри вышеуказанного соединения.

Исследования динамической магнитной восприимчивости магнитоупорядоченных соединений в системе $Gd_5Si_xGe_{4-x}$ показали [5], что частичное замещение атомов кремния и германия изовалентными атомами олова повышает T_c сплавов $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ (в пределах стехиометрии $Gd_5Si_2Ge_2$) на $\Delta T_c \approx 15K$, где $2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05$ и 0.1 .

В настоящей работе изучена намагниченность соединений в системе $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ и определены величины скачков магнитной части энтропии в рамках термодинамической теории магнетиков. В литературе сведения по данному вопросу отсутствуют. Наиболее простым методом определения скачка ΔS_M является расчет намагниченности данного соединения на основе известных полевых и температурных зависимостей. При этом МКЭ определяется на основе уравнения Максвелла [6]

$$\left(\frac{\partial S_M}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H,$$

откуда можно вычислить изотермическое изменение энтропии в исследуемом интервале магнитного поля

$$\Delta S_M = \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_{H'} dH'. \quad (1)$$

Так как намагниченность измеряется при дискретных значениях магнитного поля, то выражение (1) может быть аппроксимировано формулой [7]

$$\Delta S_M = \sum \frac{1}{T_{i+1} - T_i} (M_i - M_{i+1}) \Delta H_i, \quad (2)$$

где M_i и M_{i+1} – намагниченности, измеренные в полях H при температурах T_i и T_{i+1} , соответственно.

2. Методика эксперимента

Поликристаллические образцы соединений $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с $2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05$ и 0.1 были синтезированы в индукционной печи и рентгенографически идентифицированы на дифрактометре ДРОН-2 по методике, описанной в [5].

Намагниченность соединений измерялась методом Фонера [8] путем регистрации э.д.с. разбаланса, возникающего в системе из двух измерительных катушек, включенных навстречу друг другу при вибрировании образца в однородном магнитном поле. Вибратором служил акустический динамик, подключенный к генератору низкочастотных колебаний. Измерения намагниченности образцов проводились в постоянном магнитном поле, которое изменялось в пределах 0–1.0 Т. Температура образцов варьировалась в интервале 250–300К.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 приведены изотермы намагничённости образцов $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с $2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05$ и 0.1 , измеренные в интервале значений магнитного

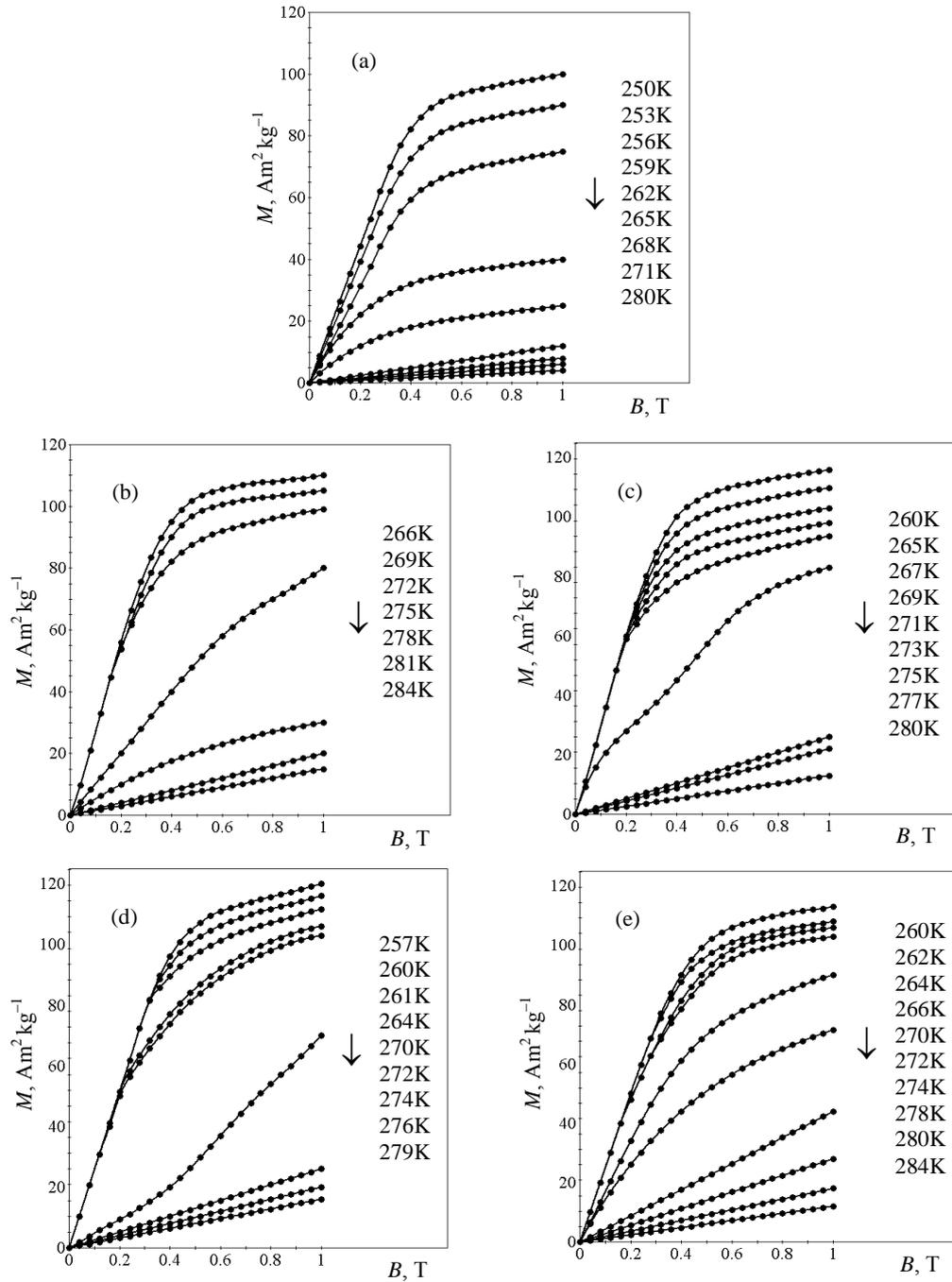


Рис.1. Изотермы кривых намагничённости соединений $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с $2x = 0$ (a), 0.01 (b), 0.03 (c), 0.05 (d) и 0.1 (e) при изменении внешнего магнитного поля от 0 до 1.0 Т.

поля 0–1.0 Т. Как видно, на изотермах намагниченности образцов наблюдается резкий спад в области температуры фазового перехода, свидетельствующий о типичном ферромагнитном поведении исследуемых соединений.

Для определения численных значений производной намагниченности по температуре при постоянном магнитном поле использовались кривые $M(T)$. В соответствии с формулой (2) суммирование по магнитному полю производилось с помощью серии кривых полевой зависимости намагниченности $M(H)$ при постоянных температурах.

Результаты расчета температурной зависимости изменения магнитной части энтропии в магнитных полях 0–1.0 Т для различных сплавов представлены на рис.2.

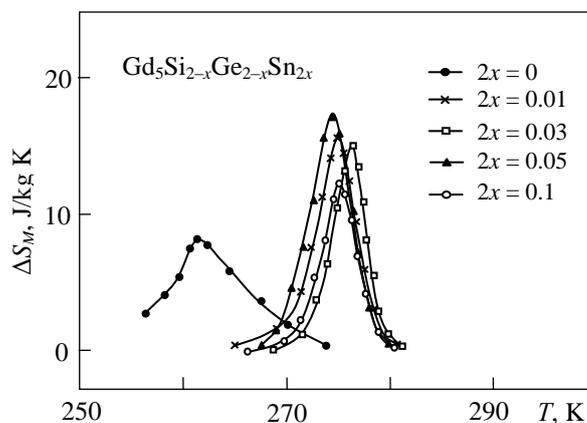


Рис.2. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии в магнитных полях 0–1.0 Т для соединений $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с $2x = 0, 0.01, 0.03, 0.05$ и 0.1 .

По максимальным значениям ΔS_M^{\max} были определены соответствующие температуры Кюри сплавов. В таблице обобщены данные по T_c и ΔS_M^{\max} исследуемых соединений. Как видно из таблицы, частичное замещение кремния и германия оловом приводит к возрастанию T_c ($\Delta T_c \approx 15K$) и почти двукратному увеличению ΔS_M^{\max} . Значительный рост ΔS_M^{\max} для легированных сплавов по сравнению с чистыми $Gd_5Si_2Ge_2$ можно объяснить уменьшением длины свободного пробега электронов, связанным с увеличением эффективного сечения

Состав, температура Кюри и ΔS_M^{\max} .

Состав	T_c , К	ΔS_M^{\max} , Дж/кг К
$Gd_5Si_2Ge_2$	262	8.1
$Gd_5Si_{1.995}Ge_{1.995}Sn_{0.01}$	275	15.8
$Gd_5Si_{1.985}Ge_{1.985}Sn_{0.03}$	276	14.8
$Gd_5Si_{1.975}Ge_{1.975}Sn_{0.05}$	274	17.2
$Gd_5Si_{1.95}Ge_{1.95}Sn_{0.1}$	275	12.5

рассеяния электронов на ионах Sn^{4+} , имеющих больший ионный радиус, чем Si^{4+} и Ge^{4+} . Как следствие, это обстоятельство приводит к усилению s - f обменного взаимодействия между магнитоактивными ионами гадолиния, подобно некоторым сплавам Gd, исследованным в [9].

В заключение следует отметить, что легированные оловом соединения обладают высоким МКЭ и перспективны для использования в качестве хладагента в бытовых магнитных рефрижераторах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.V. Brown.** J. Appl. Phys., 47, 3673 (1976).
2. **R. Horodecki et al.** Rev. Mod. Phys., **81**, 865 (2009).
3. **С.А. Никитин.** Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М., изд. МГУ, 1989.
4. **V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner.** Phys. Rev. Lett., **78**, 4494 (1997).
5. **Э.В. Агабабян, Н.П. Арутюнян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 294 (2009).
6. **X. Bohigas, E. del Barco, M. Sales, J. Tejada.** J. Magn. Mater., **196–197**, 455 (1999).
7. **R.D. McMichael, J.J. Ritter, R.D. Shull.** J. Appl. Phys., **73**, 6946 (1993).
8. **В.И. Чечерников.** Магнитные измерения. М., изд. МГУ, 1963.
9. **В.Е. Адамян, Э.Г. Шароян.** Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 94 (2001).

$\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՄԻԱՅՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՄԱԳՆԵՏԱԿԱԼՈՐԻԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏԸ

Է.Վ. ԱՂԱԲԱԲՅԱՆ, Ն.Պ. ՀԱՐՏՅՈՒՆՅԱՆ

Հետազոտված է $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ համակարգի մագնիսակարգավորված միացությունների մագնիսականացումը սիլիցիումի և գերմանիումի ատոմները անագի համավալենտական ատոմների մասնակի փոխարինմամբ: $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ ($2x = 0-0.1$) համաձուլվածքների մագնիսականացման ջերմային և դաշտային կախվածություններից որոշված են համաձուլվածքների էնտրոպիայի մագնիսական մասի մաքսիմալ փոփոխությունները (ΔS_M^{\max}): Հայտնաբերված է, որ անագով լեգիրացված համաձուլվածքների Կյուրիի ջերմաստիճանները և ΔS_M^{\max} - ի արժեքները աճում են: Դիտվում է ΔS_M^{\max} - ի մոտ կրկնակի աճ T_c - ի ($\Delta T_c \approx 15$ Կ) աճի դեպքում: Ստացված արդյունքները վկայում են այն բանի մասին, որ վերնշված միացությունները ունեն բարձր մագնիսակարգիական էֆեկտ և հեռանկարային են որպես բանող նյութ կենցաղային մագնիսական սառնարաններում կիրառման համար:

MAGNETOCALORIC EFFECT OF COMPOUNDS IN $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ SYSTEM

E.V. AGHABABYAN, N.P. HARUTYUNYAN

Magnetization of magnetically ordered compounds in system $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ with partial substitution of Si and Ge atoms by isovalent Sn atoms has been investigated. Maximal changes of the magnetic part of entropy ΔS_M^{\max} of alloys versus temperature and field dependences of $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ alloys with $2x = 0-0.1$ are determined. It is established that Sn doping in $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ leads to increasing in values T_c and ΔS_M^{\max} of alloys. There are double increase in ΔS_M^{\max} at the increase in T_c on $\Delta T_c \approx 15\text{K}$. The obtained data allow to conclude that the above mentioned compounds have high magnetocaloric effect and are promising for their using as a working substance of magnetic refrigerators.

УДК 548.732

МОДУЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТРАЖЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И УПРАВЛЕНИЕ ЕЕ ПАРАМЕТРАМИ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Т.Р. МУРАДЯН¹, Р.В. АМИРАГЯН¹, С.Г. ХЛОПУЗЯН¹,
А.Р. ВАГНЕР², В.Р. КОЧАРЯН^{1,2*}

¹Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Томск, Россия

*e-mail: vahan2@yandex.ru

(Поступила в редакцию 2 марта 2015 г.)

Экспериментально исследована дифракция рентгеновского излучения от отражающих атомных плоскостей (10 $\bar{1}1$) монокристалла кварца с АТ-срезом в геометрии Лауэ при наличии объемных акустических волн. Рассмотрены некоторые вопросы получения пространственной модуляции интенсивности отраженного пучка и управления ее параметрами при наличии акустических волн.

1. Введение

Известно, что наличие внешних воздействий (температурный градиент, акустические колебания) приводит к увеличению интенсивности отраженного рентгеновского излучения в процессе рассеяния рентгеновских лучей от монокристаллов, находящихся в условии Брэгга по геометрии Лауэ. При определенных параметрах внешних воздействий для отражающих атомных плоскостей (10 $\bar{1}1$) кварца происходит полная переброска рентгеновского излучения из направления прохождения в направление дифракции [1]. Поскольку зависимость интенсивности отраженного рентгеновского излучения от параметров внешнего воздействия дала возможность получить управляемые рентгеновские пучки во времени и в пространстве, в дальнейшем были проведены многочисленные работы по исследованию разных характеристик (угловая расходимость, пространственное распределение, энергетическая дисперсия) отраженного рентгеновского излучения [2-4]. В работах [5,6] экспериментально и теоретически показано, что в геометрии Лауэ с помощью акустического поля и температурного градиента можно контролировать местоположение фокуса отраженного рентгеновского излучения, а также преобразовывать сферическую волну в плоскую. Синусоидальная модуляция кристаллической решетки с коротковолновой поверхностной акустической волной при дифракции рентгеновского

излучения в геометрии Брэгга приводит к появлению на кривой качания дифракционных сателлитов, угловое положение и интенсивность которых зависят от амплитуды и длины волны ультразвуковой сверхрешетки, от энергии падающего рентгеновского излучения и порядка рефлекса [7]. В работах [8,9] экспериментально исследована дифракция рентгеновского излучения на разных отражающих атомных плоскостях монокристалла кварца с АТ-срезом в геометрии Лауэ, когда в кристалле возбуждены объемные акустические волны. Показано, что объемные акустические волны приводят к пространственной модуляции дифрагированных пучков, то есть во фронтальном сечении перпендикулярно дифракционному вектору возникают полосы, количество которых зависит от порядка гармоники возбужденного акустического поля. Интенсивность возникающих полос зависит от амплитуды переменного напряжения, приложенного к кристаллу. В приведенных выше работах эффект фокусировки и управления параметрами возникающих полос не обсуждается.

В данной работе экспериментально рассмотрены пространственно-временные характеристики возникающих полос отраженного рентгеновского излучения от отражающих атомных плоскостей монокристалла кварца с АТ-срезом в геометрии Лауэ при наличии объемных акустических волн.

2. Эксперимент

Экспериментальное исследование проводилось на рентгеновской установке ДРОН-3 с анодом из молибдена. Для получения пространственной модуляции интенсивности отраженного пучка при наличии акустических волн использовалась энергия рентгеновского излучения 17.48 кэВ (MoK_{α_1}), монохроматизированного монохроматором Брэгга. Схема эксперимента приведена на рис.1.

На расстоянии 10 см от источника рентгеновского излучения (размер фокусного пятна источника $0.2 \times 10 \text{ мм}^2$) установлена щель шириной 0.5 мм. На расстоянии 5 см поставлен кварцевый монохроматор Брэгга с отражающими

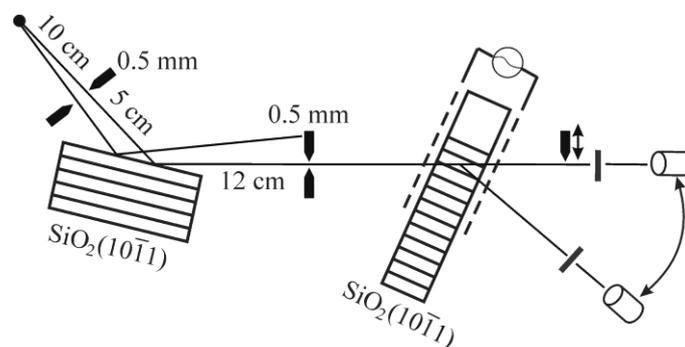


Рис.1. Схема эксперимента.

атомными плоскостями $(10\bar{1}1)$. При такой геометрии из монохроматора отражается только монохроматизированный пучок MoK_{α_1} . После монохроматора на расстоянии 12 см размещена щель шириной 0.5 мм, которая пропускает приблизительно половину ширины монохроматизированного пучка. Излучение, проходя через щель, попадает на образец, который находится на расстоянии 20 см от монохроматора. Образец представляет собой шайбообразную пластинку толщиной 1.9 мм из монокристалла кварца с АТ-срезом, поверхности которого покрыты контактами из алюминия с толщиной слоя меньше 10 мкм. Рассматривалось несимметричное отражение по Лауэ от отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ (угол асимметрии составлял 2° , а угол Брэгга – $6^\circ 6'$). Возбуждение объемных акустических волн в кристалле осуществлялось с помощью генератора электромагнитных волн, который был подключен к контактам кристалла. При возбуждении исследуемого образца разными порядками резонансной частоты наблюдается увеличение интенсивности отраженного пучка в зависимости от величины амплитуды переменного электрического напряжения. В поперечном сечении появляются вертикальные полосы, количество которых зависит от порядка резонансной частоты, что и наблюдалось в работах [8,9]. Измерены коэффициенты усиления интегральной интенсивности отраженного пучка при разных величинах амплитуд акустических колебаниях и разных порядках резонансной частоты (см. табл.1). Интенсивность проходящего пучка во всех случаях была равна 84000 имп/сек при перпендикулярном облучении исследуемого образца, а интенсивность отраженного пучка без возбуждения составляла 12000 имп/сек.

Табл.1.

Порядок резонансной частоты	I	III	V	VII	IX
Частота порядков, МГц	1.07	2.94	4.89	6.88	8.83
Амплитуда напряжения, В	Коэффициент усиления				
10	1.20	3.15	2.91	1.05	1.03
20	1.41	3.20	3.32	1.18	1.07
30	1.60	3.28	3.36	1.39	1.14

Так как интенсивность отраженного пучка максимально увеличивается при частоте возбуждения 4.89 МГц ($5 \times \lambda/2$, где λ – длина акустических волн в кварце, распространяющихся в перпендикулярном направлении АТ-среза), то в дальнейшем считаем целесообразным приводить результаты при указанной частоте. Отметим, что при возбуждении других порядков резонансной частоты наблюдаемые эффекты слабее и зависят от коэффициента усиления интенсивности.

На рис.2 приведена зависимость интегральных интенсивностей диффра-

гированного проходящего и дифрагированного отраженного излучений от значений переменного напряжения, подаваемого на кристалл кварца при частоте возбуждения 4.89 МГц. Для исключения доли проходящего недифрагированного пучка при регистрации интегральной интенсивности дифрагированного проходящего пучка использовался поглотитель. Сначала, вне условия Брэгга, поглотитель устанавливался перед детектором так, чтобы он закрывал почти весь пучок (пропускал ~1% проходящего пучка, как показано на рис.1).

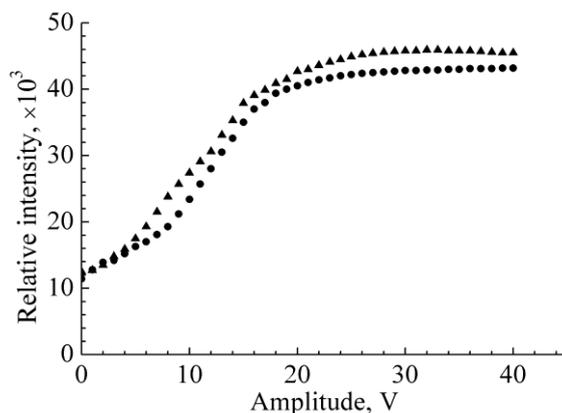


Рис.2. Зависимость интегральной интенсивности дифрагированного проходящего (отмечено точками) и дифрагированного отраженного (отмечено треугольниками) излучения от значения переменного напряжения, подаваемого на кристалл кварца при частоте возбуждения 4.89 МГц.

На рис.3а,б,с в приведены поперечные сечения отражающихся и проходящих дифракционных пучков, полученные на расстоянии 5 см от образца для трех значений амплитуды акустических колебаний, соответствующих значениям

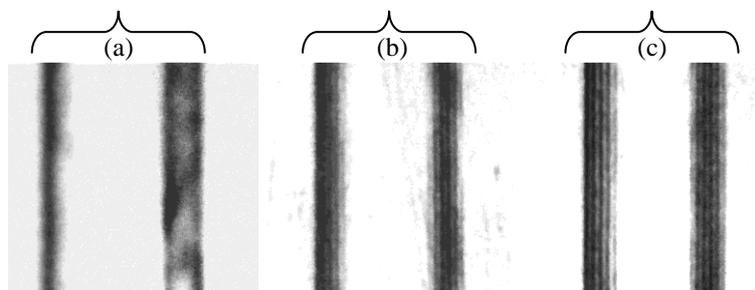


Рис.3. Поперечные сечения отражающихся (правый) и проходящих (левый) пучков при частоте возбуждения 4.89 МГц, для трех значений амплитуды акустических колебаний, соответствующих значениям переменного напряжения, подаваемого на кристалл кварца: (а) 0 В, (б) 10 В и (с) 20 В. Увеличение в 10 раз.

ям переменного напряжения 0, 10 и 20 В, подаваемого на кристалл кварца при частоте возбуждения 4.89 МГц. В дальнейшем, с целью рассмотрения в пространстве поведения вертикальных полос в отраженном пучке, регистрировались поперечные сечения отраженного пучка на разных расстояниях от образца (20 см, 45 см и 70 см) без и под воздействием акустических колебаний (рис. 4).

3. Обсуждение результатов

Из рис.2 видно, что от падающего рентгеновского излучения, которое монохроматизировано по Брэггу и проходит через щель, участвует в процессе дифракции ~25% без возбуждения образца. После возбуждения образца и параллельно с увеличением амплитуды значения интегральных интенсивностей отраженного и проходящего дифрагированных пучков увеличиваются до 100% участия в процессе дифракции проходящего недифрагированного пучка. Далее с увеличением амплитуды возбуждения акустических колебаний значения интегральных интенсивностей отраженных и проходящих дифрагированных пучков насыщаются.

Из рис.3 следует, что акустические колебания приводят к пространственной модуляции интенсивности дифрагированных пучков. В поперечном сечении возникают полосы, которые с увеличением амплитуды акустических колебаний становятся более контрастными и интенсивными. Из рис.3с следует, что проходящий недифрагированный пучок отсутствует в поперечном сечении проходящего пучка, причем оба, отраженный и проходящий пучки, становятся идентичными.

Из рис.4 видно, что пространственная модуляция интенсивности отраженного пучка на разных расстояниях формируется при разных значениях амплитуды акустического колебания. На расстоянии 20 см модуляция интен-

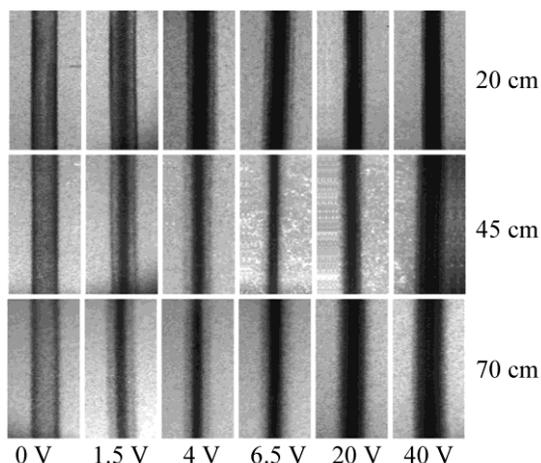


Рис.4. Поперечные сечения отражающих пучков при частоте возбуждения 4.89 МГц, на разных расстояниях от образца, без и под воздействием акустических колебаний. Увеличение в 10 раз.

сивности отраженного пучка четко видна при возбуждения акустических колебаний, соответствующих значениям переменного напряжения 4–5 В, на расстоянии 45 см модуляция пучка четко видна при напряжении 40 В, а на расстоянии 70 см модуляция пучка при напряжении 40 В видна слабым контрастом. Одновременно из поперечных сечений видно, что отраженный пучок фокусируется на разных расстояниях от монокристалла кварца при разных амплитудах акустического колебания, причем с увеличением амплитуды фокус приближается к кристаллу.

4. Заключение

Таким образом показано, что в монокристалле кварца с АТ-срезом при отражении от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) в геометрии Лауэ наличие объемных акустических волн приводит к пространственной модуляции интенсивности отраженных и проходящих дифрагированных пучков и одновременному увеличению их интенсивностей до 100% участия в процессе дифракции падающего монохроматизированного по Брэггу пучка. Причем оба, отраженный и проходящий пучки, становятся идентичными определенным значениям амплитуды возбуждения акустических колебаний. Показано, что с удалением от монокристалла кварца пространственная модуляция интенсивности отраженного пучка формируется при больших амплитудах акустического колебания, а отраженный пучок фокусируется и фокус приближается к кристаллу с увеличением амплитуды акустического колебания.

Работа частично выполнена за счет средств субсидии в рамках реализации Программы повышения конкурентоспособности ТПУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян. Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, А.А. Асланян и др. Изв. НАН Арм. ССР, Физика, **21**, 297 (1986).
3. А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, С.Б. Дабагов, А.П. Потылицын. Изв. НАН Армении, Физика, **48**, 212 (2013).
4. В.Р. Кочарян, Р.Ш. Алексанян, К.Г. Труни. Изв. НАН Армении, Физика, **45** 290 (2010).
5. А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, Р.Г. Габриелян. Письма в ЖТФ, **11**, 1354 (1985)
6. A.R. Mkrtychyan, M.A. Navasardian, R.G. Gabrielyan, L.A. Kocharian, R.N. Kuzmin. Solid State Communications. **59**, 147 (1986).
7. Д.В. Иржак, Д.В. Рощупкин, Р. Тукулу, О. Матон. Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед., **1**, 10, (2002).
8. В.К. Мирзоян, А.А. Егиазарян, В.Н. Агабекян, П.В. Мирзоян. Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 104 (2008).
9. В.К. Мирзоян, А.А. Егиазарян, Э.Г. Багдасарян, П.В. Мирзоян. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 355 (2007).

ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ
ՄՈՂՈՒՂՈՒՄԸ ԵՎ ՆՐԱ ԿԱՌԱՎԱՐՈՒՄԸ
ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԱԿՈՒՍՏԻԿ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅՄԲ

Տ.Ռ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ռ.Վ. ԱՄԻՐԱԴՅԱՆ, Ս.Հ. ԽԼՈՊՈՒԶՅԱՆ, Ա.Ռ. ՎԱԳՆԵՐ, Վ.Ռ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ

Փորձնականորեն ուսումնասիրված է ծավալային ակուստիկ ալիքների առկայությամբ ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիան AT կտրվածքով կվարցի միաբյուրեղի ($10\bar{1}1$) անդրադարձնող ատոմական հարթությունների ընտանիքից Լատեյի երկրաչափության պայմաններում: Դիտարկված են որոշ հարցեր անդրադարձած փնջի ինտենսիվության տարածական մոդուլման ստացման և նրա պարամետրերի կառավարման վերաբերյալ ակուստիկ ալիքների առկայությամբ:

MODULATION OF THE INTENSITY OF REFLECTED X-RAYS
AND CONTROL OF ITS PARAMETERS IN THE PRESENCE OF
VOLUME ACOUSTIC WAVES

T.R. MURADYAN, R.V. AMIRAGHYAN, S.H. KHLOPUZYAN,
A.R. VANGER, V.R. KOCHARYAN

We have investigated experimentally X-ray diffraction from reflecting atomic planes ($10\bar{1}1$) of a single quartz crystal with the AT-cut in the geometry of Laue in the presence of volume acoustic waves. It was discussed some questions for obtaining dimensional modulation of reflected beam intensity and control of its parameters in the presence of acoustic waves.

В журнале печатаются оригинальные статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском языке. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. После названия учреждения следует привести адрес электронной почты автора-корреспондента.

3. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на принтере через 2 интервала. При наборе статьи следует использовать редактор MS Word, размер шрифта 11 pt.

4. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи помещается краткая аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

5. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий.

6. Все формулы следует набирать, нумеровать и оформлять ссылки на них в тексте программой MathType.

7. В тексте статьи и на рисунках латинские символы следует приводить курсивом, а греческие – прямо. Векторы обозначаются жирным шрифтом, прямо, без стрелок. В индексах символов необходимо использовать английские обозначения.

8. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилии авторов, название книги, место издания, издательство и год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилии авторов, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

9. Статья должна быть подписана всеми авторами, необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора, его телефон и адрес учреждения, где выполнена работа.

10. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

11. Автор передает редакции журнала “Известия НАН Армении, Физика” исключительное право на воспроизведение и распространения статьи в периодической печати, а также на ее перевод на английский язык для переиздания в журнале “Journal of Contemporary Physics” (Armenian Academy of Sciences).

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции “Известий НАН Армении, Физика”: Республика Армения, 0019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24г. Тел.56-80-67.

Веб-страница журнала: <http://jcp.sci.am/>

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Վ.Մ. Ժամկոչյան. Միջուկ-միջուկային բախումներում չարմոնիումի ծնման պրոցեսների մասին.....	151
Օ.Մ. Պոլ, Մ.Վ. Ստեց, Վ.Տ. Մասյունկ. Ֆոնի ստաբիլիզացիայի և նվազեցման արդյունավետության քանակական գնահատականները շրջապատող միջավայրի նմուշների գամմա-սպեկտրաչափությունում.....	159
Կ.Բ. Հովհաննիսյան. Սպոնտան ճառագայթման սպեկտրալ բաշխման և ուժեղացման գործակցի վրա հարթ վիզլերի մագնիսական դաշտի անհամասեռության ազդեցության մասին.....	169
Դ.Մ. Մեդրակյան, Ա.Խ. Բադայան, Լ.Ռ. Սեդրակյան. Երկչափ δ -պոտենցիալով քվանտային հորում միկրոմասնիկի բազմուղի ցրման լայնությունները.....	176
Ռ.Բ. Ալավերդյան, Ա.Լ. Ասլանյան, Լ.Մ. Ասլանյան, Գ.Մ. Գեվորգյան, Ս.Ց. Ներսիսյան. Բեվեռացված լույսը ոլորմամբ անիզոտրոպ միջավայրում.....	185
Ռ.Բ. Կոստանյան, Մ.Ի. Քերոբյան. Օպտիկական կոնտակտից անդրադարձման ազդեցությունը $YVO_4:Nd^{3+}/LiNbO_3$ կանաչ միկրոչիպ լազերի պարամետրերի վրա.....	194
Ա.Ե. Մարտիրոսյան, Ա.Գ. Առաքելյան. Կլանող ակուստիկ աքսիկոնի միջոցով ճառագայթիչի գտնվելու ուղղության որոշումը.....	199
Վ.Ա. Պապլոյան. Փոխազդեցության ուշացման ազդեցությունը մետաղական նանոմասնիկներում էլեկտրոնների հավաքական տատանումների հաճախությունների վրա.....	206
Ա.Ա. Հախումյան, Գ.Դ. Հովհաննիսյան. Մի քանի տատանում տևողությամբ լազերային իմպուլսի կենտրոնական հաճախության և փաթույթի միջև փուլի շեղման որոշումը.....	212
Հ.Դ. Խոնդկարյան, Ֆ.Վ. Գասպարյան. Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի ցածրհաճախային աղմուկները.....	227
Լ.Ա. Հարությունյան, Ս.Գ. Պետրոսյան, Կ.Է. Ավջյան. Պերլիտե ապակե-կերամիկական տակդիրների վրա մագնետրոնային փոշիացման եղանակով նստեցված մոլիբդենի թաղանթների ֆիզիկական բնութագրերը.....	236
Ա.Վ. Շեկոյան. Ակուստիկ ալիքներ կետային դեֆեկտներ ունեցող միջավայրում.....	242
Ս.Տ. Փաշայան, Ա.Ս. Կուզանյան. CuO կերամիկական նմուշների միկրոկառուցվածքի և դիմադրության ջերմաստիճանային կախման որոշ առանձնահատկությունները.....	248
Ա.Ս. Մանուկյան, Ա.Ա. Միրզախանյան, Ռ.Դ. Խաչատրյան, Ա.Տ. Գյուլասարյան, Ա.Ն. Քոչարյան, Յու.Ի. Յուլյուկ, Է.Գ. Շառոյան. Օրգանական միացությունների պինդֆազային պիրոլիզով ստացված ածխածնային միկրոգնդերի կառուցվածքը և մագնիսական հատկությունները.....	258
Է.Վ. Աղաբաբյան, Ն.Պ. Հարությունյան. $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ համակարգի միացությունների մագնիսակալորիական էֆեկտը.....	264
Տ.Ռ. Մուրադյան, Ռ.Վ. Ամիրադյան, Ս.Հ. Խլոպուզյան, Ա.Ռ. Վազներ, Վ.Ռ. Քոչարյան. Անդրադարձած ռենտգենյան ճառագայթման ինտենսիվության մոդուլումը և նրա կառավարումը ծավալային ակուստիկ ալիքների առկայությամբ.....	269

CONTENTS

V.M. Zhamkochyan. On the processes of charmonium production in nucleus–nucleus collisions	151
O.M. Pop, M.V. Stets, V.T. Maslyuk. Quantitative estimations of the efficiency of stabilization and lowering of background in gamma-spectrometry of environment samples.....	159
K.B. Oganessian. On the influence of magnetic field inhomogeneity of the plane wiggler on the spectral distribution of spontaneous radiation and on the gain	169
D.M. Sedrakian, D.H. Badalyan, L.R. Sedrakyan. Multichannel scattering amplitudes of microparticles in a quantum well with two-dimensional δ -potential..	176
R.B. Alaverdyan, A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, G.S. Gevorgyan, S.Ts. Nersisyan. Polarized light in anisotropic medium with twisting.....	185
R.B. Kostanyan, M.I. Kerobyan. Influence of reflection from optical contact on parameters of $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}/\text{LiNbO}_3$ green microchip laser	194
A.E. Martirosyan, A.G. Arakelyan. Determination of localization direction of acoustic radiator by using an absorbing axicon	199
V.A. Paployan. The effect of interaction delay on the frequency of collective oscillations of electrons in metallic nanoparticles.....	206
A.A. Hakhumyan, G.D. Hovhannisyan. Determination of central frequency phase offset of laser pulse with duration of the few cycles with respect to envelope	212
H.D. Khondkaryan, F.V. Gasparyan. Low-frequency noises in the metal–semiconductor contact.....	227
L.A. Harutyunyan, S.G. Petrosyan, K.E. Avjyan. Physical characteristics of molybdenum films deposited by magnetron sputtering on perlite glass-ceramic substrates.....	236
A.V. Shekoyan. Acoustic wave in a medium with point defects.....	242
S.T. Pashayan, A.S. Kuzanyan. CuO ceramics: features of the microstructure and of the temperature dependence of the resistance	248
A.S. Manukyan, A.A. Mirzakhanyan, R.D. Khachaturyan, A.T. Gyulasaryan, A.N. Kocharian, Yu.I. Yuzyuk, E.G. Sharoyan. Structure and magnetic properties of carbon microspheres prepared by solid-phase pyrolysis of organic compounds	258
E.V. Aghababyan, N.P. Harutyunyan. Magnetocaloric effect of compounds in $\text{Gd}_5\text{Si}_{2-x}\text{Ge}_{2-x}\text{Sn}_{2x}$ system	264
T.R. Muradyan, R.V. Amiraghyan, S.H. Khlopuzyan, A.R. Vanger, V.R. Kocharyan. Modulation of the intensity of reflected X-rays and control of its parameters in the presence of volume acoustic waves	269

СОДЕРЖАНИЕ

В.М. Жамкочян. О процессах рождения чармония в ядро–ядерных соударениях	151
О.М. Поп, М.В. Стец, В.Т. Маслюк. Количественные оценки эффективности стабилизации и понижения фона в гамма-спектрометрии образцов окружающей среды.....	159
К.Б. Оганесян. О влиянии неоднородности магнитного поля плоского виглера на спектральное распределение спонтанного излучения и на коэффициент усиления.....	169
Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, Л.Р. Седракян. Амплитуды многоканального рассеяния микрочастицы в квантовой яме с двумерным δ -потенциалом.....	176
Р.Б. Алавердян, А.Л. Асланян, Л.С. Асланян, Г.С. Геворгян, С.Ц. Нерсисян. Поляризованный свет в анизотропной среде с кручением.....	185
Р.Б. Костанян, М.И. Керопян. Влияние отражения от оптического контакта на параметры $YVO_4:Nd^{3+}/LiNbO_3$ зеленого микрочип-лазера.....	194
А.Е. Мартиросян, А.Г. Аракелян. Определение направления местоположения акустического излучателя с помощью поглощающего аксикона.....	199
В.А. Папоян. Влияние запаздывания взаимодействия на частоту коллективных колебаний электронов в металлических наночастицах.....	206
А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян. Определение смещения фазы центральной частоты лазерного импульса длительностью в несколько колебаний относительно огибающей.....	212
Г.Д. Хондкарян, Ф.В. Гаспарян. Низкочастотные шумы контакта металл–полупроводник.....	227
Л.А. Арутюнян, С.Г. Петросян, К.Э. Авджян. Физические характеристики пленок молибдена, осажденных на перлитовых стеклокерамических подложках методом магнетронного распыления.....	236
А.В. Шекоян. Акустическая волна в среде с точечными дефектами.....	242
С.Т. Пашаян, А.С. Кузаян. Особенности микроструктуры и температурной зависимости сопротивления керамики CuO	248
А.С. Манукян, А.А. Мирзаханян, Р.Д. Хачатурян, А.Т. Гюласарян, А.Н. Кочарян, Ю.И. Юзюк, Э.Г. Шароян. Структура и магнитные свойства углеродных микросфер, полученных твердофазным пиролизом органических соединений.....	258
Э.В. Агабабян, Н.П. Арутюнян. Магнитокалорический эффект соединений в системе $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$	264
Т.Р. Мурадян, Р.В. Амирагян, С.Г. Хлопузян, А.Р. Вагнер, В.Р. Кочарян. Модуляция интенсивности отраженного рентгеновского излучения и управление ее параметрами при наличии объемных акустических волн.....	269

Заказ № 573

Тираж 150. Сдано в набор 10.03.2014.

Подписано к печати 17.03.2015. Печ. л. 8.25.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.